Anton Bopp, Ormisrain 1498, Meilen - Z'ch.(Schweiz).

## Die primäre kosmische Ultrastrahlung im Bereiche technischer Verwirklichung:

Nachdem das Problem der Entstehung der Höhenstrahlung, d.i. der Mechanismus ihres Primärprozesses, durch die folgenden Ausführungen qualitativ und quantitativ abgeklärt werden konnte, erweist es sich, dass damit gleichzeitig die Verbindung der Wellen- und Korpuskularvorstellung des Lichtes vollzogen ist.

Auf Seite-17- wird die primäre kosmische Ultrastrahlung im Anschluss an die vorausgehenden Ableitungen als quasi - korpuskular bezeichnet. Ihre Masse = m gehorcht, wie für diesen fundamentalen Grenzakt erwartet werden durfte, gleichzeitig sowohl den für materielle-Massen, als auch den für Lichtquanten-massen geltenden Beziehungen. Darnach ist:

$$m \text{ (Energie rd. } 3{,}73\cdot 10^{11} \text{ eV.)} \approx 6{,}6\cdot 10^{-22} \text{ gr.}$$

lt.(65.) und (72.), d.i. = der Masse eines mit ≈ Lichtgeschwindigkeit bewegten Elektrons, aber auch identisch der Masse eines Lichtquants, dem die Grenzfrequenz $\nu \approx 9\cdot 10^{25}\,sec^{-1}$ des Primäraktes der Höhenstrahlung (lt.74.) zugeordnet ist. D.i.

$$m_L = \frac{h\nu_g}{c^2} \text{ - - - - - - - - - } \approx 6{,}6\cdot 10^{-22} \text{ gr.}$$

Aus (53.) bis (76.) lassen sich eine Reihe bemerkenswerter Grenzableitungen entnehmen. Wir verzichteten absichtlich auf eine entsprechende Verbreiterung unserer Darstellung und erwähnen hier lediglich, dass an der Grenze (65.) gemäss (69.) und (72.) für die Amplitude $\bar{a}$ u.a. gilt:

$$m_0 c^2 = 4\bar{a}^2 \cdot \frac{m\cdot c^2}{\pi^2 \lambda^2}\,.$$

Hiermit befinden wir uns, wie eine einfache Umformung zeigt, wieder bei unseren Ausgangsgleichungen (1.) bis (3.)

für den elektrischen Kraftfluss.

Unter den für den Primärakt der Höhenstrahlung massgeblichen Grenzbedingungen sehen wir die elektrische Ladung in neuem Lichte, und die daraus resultierende quasi-Doppelnatur der naszierenden Höhenstrahlung bedingt das uns bekannte Bild des Verhaltens dieser letzteren bis in alle Einzelheiten. An anderer Stelle kann hierüber und über andere naheliegende Fragen, z.B. betreffend den lichtelektrischen Effekt, oder die Axialität der Lichtemission etc., s.Zt. ausführlich berichtet werden.

Die vorliegende Arbeit hatte das besondere Geschick, dass ihr anfängliches Ziel, wie auf Seite-19- und anschliessend näher ausgeführt wird, eigentlich nur Anstoss blieb zu einem auf dem Wege als wichtiger erkannten zweiten.

Die Seiten-2- bis -8- vermitteln ganz allgemein Bekanntes betreffend Plasmaeigenschwingungen und das Verhalten elastischer Wellen in Medien von atomarer Struktur, wobei die etwas breite Darstellung durch das ursprüngliche Ziel begründet war.

Aus Dringlichkeitserwägung, aber auch aus Originalität wurde befunden, diese Aufzeichnungen in ihrem privaten Charakter, wie sie entstanden, beieinander zu lassen und auch ihrer ersten Bestimmung zu übergeben, die nach Ansicht des Verfassers allein darin bestehen kann, an Hand der durch sie vermittelten Einsichten unmittelbare technische Schritte anzuregen, die den Voraussetzungen für die Einleitung des Automechanismus der Höhenstrahlung entsprechen, und in deren Verfolgung es schliesslich gelingen muss, den Primärakt der kosmischen Ultrastrahlung selbst technisch einwandfrei zu bewältigen.

- o - O - o -

In einem homogenen ungestörten Plasma mit gleicher Anzahl N Elektronen und Ionen pro Volumeneinheit, das wir als bekannten Idealfall herausgreifen, erzeugt ein angelegtes, ausreichend kurzzeitiges elektrisches Feld, dem die Ionen nicht messbar zu folgen vermögen, die Elektronenverrückung s = s(x,y,z).

Die Raumladungsdichte wird

$$\rho = e \cdot \operatorname{div}(Ns) = eN \operatorname{div} s. \qquad (1.)$$

und für das elektrische Feld E gilt

$$\operatorname{div} E = 4\pi\rho \qquad (2.)$$

resp. nach (1.)

$$\operatorname{div} E = 4\pi e N \operatorname{div} s. \qquad (3.)$$

E ist nach Grösse und Richtung proportional s und übt pro Elektron die s entgegengerichtete Kraft -eE aus. Die Elektronen sind damit quasielastisch an ihre Ruhelage gebunden.

Aus der Bewegungsgleichung

$$K = m \cdot \frac{d^2 s}{dt^2} = -eE = -4\pi e^2 N s. \qquad (4.)$$

folgt die Eigenfrequenz

$$\omega_0 = 2\pi\nu_0 = \sqrt{\frac{4\pi e^2 N}{m}} \qquad (5.)$$

mit der die Elektronen für den vorliegenden Fall wirbelfreier Verlagerung unbeeinflusst von der Art der letzteren und von der Ausdehnung des angefachten Bereiches phasenunabhängig um ihre fiktive Ruhelage schwingen.

Legen nun die Elektronen in einem Bereiche von der Lineardimension $\Lambda$ in der x-Richtung die Strecke $\Lambda$ auf Grund ihrer effektiven thermischen Geschwindigkeit $w_x = \sqrt{\frac{KT}{m}}$ in einer mit der reziproken Plasmaeigenfrequenz $\frac{1}{\omega_0}$ vergleichbaren Zeit zurück, dann können sich keine ausgeprägten Plasmaeigenschwingungen mehr ausbilden.

Die Ausdehnung eines einheitlich schwingenden Bereiches

muss demnach linear grösser sein als $\frac{w_x}{\omega_0}$, d.h. es muss sein

$$\Lambda_- > \frac{w_x}{\omega_0} = \frac{\sqrt{\frac{KT}{m}}}{\sqrt{\frac{4\pi e^2 N}{m}}} = \sqrt{\frac{KT_-}{4\pi e^2 N}} = D. \qquad (6.)$$

D ist die Debyesche Länge für die Elektronentemperatur $T_-$.
Die Gleichung (6.) ist für alle uns interessierenden Konzentrationen von N erfüllt.

Die thermische Agitation führt in bekannter Weise zu Schallwellen. Die Kopplung der Elektronen an die Ionen modifiziert dabei die Schallausbreitung. Der mit den Störungswahrscheinlichkeiten aus der statistischen Unordnung der thermischen Elektronenbewegung abgeleitete Elektronengasdruck bedeutet für das auf die Elektronen übertragene Bild der Kompressionsschwingung, dass die Wellenlänge $2\pi\Lambda_-$ grösser sein muss als die Relaxatiohsstrecke s, die selbst gross ist gegen D. Der Einfluss des Elektronendruckgliedes wird normalerweise belanglos gegenüber der Frequenz der Elektronenschwingungen , und wegen $\Lambda_- \gg D$ kann ebenso die Kopplung der Schwingungsbereiche im Plasma nur sehr gering werden.

Es wird

$$\omega = \omega_0 \sqrt{1 + \frac{KT_-}{4\pi e^2 N} \cdot \frac{1}{\Lambda_-^2}} = \omega_0 \sqrt{1 + \left(\frac{D}{\Lambda_-}\right)^2} \qquad (7.)$$

entsprechend einer Phasengeschwindigkeit

$$v_p = \omega_0 \sqrt{\Lambda_-^2 + D^2} \qquad (8.)$$

und einer Gruppengeschwindigkeit

$$v_g = \frac{\omega_0 D}{\sqrt{1 + \left(\frac{\Lambda_-}{D}\right)^2}} \qquad (9.)$$

Die Bedeutung eines Elektronendruckgliedes besteht darin, dass durch seine Wirkung die Schwingung sich durch das Plasma fortpflanzen kann.

Identisch unserem Vorgehen für Elektronenschwingungen erhalten wir für Ionen das bekannte Bild:

$\xi$ sei die Verrückung positiver Ionen in der x-Richtung.
Der Ionenüberschuss über den konstanten Mittelwert N ist

$$\Delta N_+ = - N \frac{\partial \xi}{\partial x} \qquad (10.)$$

U sei das Potential in x, gemessen gegen das Potential am gleichen Ort bei homogener Verteilung von Elektronen und Ionen, dann ist die Elektronenkonzentration $N + \Delta N_- = N e^{\frac{eU}{KT_-}}$, also für kleine Verlagerungen und kleine Werte von U, resp. $\frac{eU}{KT_-} \gg 1$ :

$$\Delta N_- = N\left(e^{\frac{eU}{KT_-}} - 1\right) \approx N \frac{eU}{KT_-} \qquad (11.)$$

Die Raumladungsdichte wird

$$\rho = e(\Delta N_+ - \Delta N_-) = - N e \cdot \left\{ \frac{\partial \xi}{\partial x} + \frac{eU}{KT_-} \right\} \qquad (12.)$$

resp. mit $\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} = - 4\pi\rho$ :

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} = 4\pi e N \left( \frac{\partial \xi}{\partial x} + \frac{eU}{KT_-} \right). \qquad (13.)$$

Die auf ein Ion ausgeübte Kraft ist

$$m \cdot \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = - e \cdot \frac{\partial U}{\partial x} . \qquad (14.)$$

mit M als Ionenmasse.

Differenziert man (13.) partiell nach x und ersetzt die dabei auftretenden Ausdrücke $\frac{\partial^3 U}{\partial x^3}$ und $\frac{\partial U}{\partial x}$ aus (14.), ersteren nach zweimaliger partieller Differentiation von (14.) nach x, so erhält man für die Ionenschwingungen die Differentialgleichung:

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} \cdot \left( \ddot{\xi} + \frac{4\pi e^2 N}{m} \cdot \xi \right) - \frac{4\pi e^2 N}{KT_-} \cdot \ddot{\xi} = 0 . \qquad (15.)$$

Die partielle Differentiation nach der Zeit ist durch Punkte vermerkt. (15.) kennzeichnet das Auftreten einer fortschreitenden Welle.

Ist die Wellenlänge $2\pi\Lambda_+$ und $\Lambda_+$ entsprechend oben die ungefähre Grösse eines Gebietes mit einigermassen gleichmässiger Verlagerung der positiven Ionen, so wird die Frequenz mit $\xi = a \cdot \sin\left(\omega t + \frac{x}{\Lambda_+}\right)$.

$$\omega_+ = \sqrt{\frac{4\pi e^2 N}{m\left(1 + \frac{4\pi e^2 N}{KT_-} \cdot \Lambda_+^2\right)}} = \sqrt{\frac{4\pi e^2 N}{m}} \cdot \sqrt{\frac{1}{1 + \left(\frac{\Lambda_+}{D}\right)^2}} \qquad (16.)$$

Die Phasengeschwindigkeit wird

$$v_p = \sqrt{\frac{KT_-}{m}} \cdot \sqrt{\frac{1}{1 + \left(\frac{D}{\Lambda_+}\right)^2}} \qquad (17.)$$

und die Gruppengeschwindigkeit

$$v_g = \sqrt{\frac{KT}{m}} \cdot \sqrt{\left(\frac{1}{1+\left(\frac{D}{\Lambda_+}\right)^2}\right)^3} \qquad (18.)$$

Für genügend kleine Ausdehnung der schwingenden Gebiete entspricht $\omega_+$ der in (5.) berechneten Elektronenplasmaeigenfrequenz, lediglich unter Ersatz von m durch M.
Wenn $\Lambda_+ \gg D$ ist, fällt e aus den Formeln weg. Es entstehen also lediglich Druckwellen und die treibende Kraft ist der Elektronendruck, der sich durch elektrostatische Kopplung auf die Ionen überträgt. Das Verhalten einer komprimierten Plasmazone entspricht dynamisch dem eines Gases vom Drucke des Elektronengases und der Massenträgheit des Ionengases. Im isothermen Plasma ist der Druck des Ionengases gleich dem des Elektronengases, und die Schallgeschwindigkeit wird im Falle $\Lambda_+ \gg D$ um den Faktor $\sqrt{2}$ grösser, als nach (17.) und (18.) befunden wurde. Für ortsunabhängiges N werden alle Beziehungen kompliziert.

Für übliche Plasmen entspricht $\omega = \sqrt{\frac{4\pi e^2 N}{m}}$ Wellen von 10 bis 100 m. Die Wellenlängen der Elektroneneigenschwingungen wurden mit ca. 25 bis 100 cm. in genügender Näherung an die rechnerischen Erwartungen durch Messungen gesichert. Es handelte sich dabei um saubere Elektroneneigenschwingungen, die von den Plasmen gemäss dem in (5.) wiedergegebenen Typus emittiert wurden.

Auf das Plasma eines Metalles übertragen ergibt (5.) Plasmaeigenschwingungen, die einer optischen Wellenlänge im Ultraviolett entsprechen.

Die Literatur schreibt im allgemeinen die praktische Bevorzugung der Dezimeterwellen entgegen solcher anderer theoretischer Möglichkeiten gemäss (5.) durch spontane Plasmaschwingungen den Dämpfungsverhältnissen zu.

Wir bemerken zu dem vorstehenden Zusammenfassung noch

kurz, dass im Gegensatz zu Elektronenschwingungen über Ionenschwingungen ein intensiver Energieaustausch zwischen den verschiedenen Plasmazonen möglich wird.

Wenn bei Sondenmessungen die Schwingungsenergien mit dem Elektronengase im thermischen Gleichgewichte stehen, erwartete man, dass ein Lechersystem nur auf einen Energiewert $kT$ aufgeschaukelt werden könne, der trotz hoher Elektronentemperatur für den Nachweis unzureichend bliebe. Dieser Nachweis gelingt aber. Darum müssen Elektronenschwingungen auftreten können, deren Energie nicht einfach dem statistischen Differenzeffekt der allgemeinen thermischen Unordnung im Plasma entnommen werden kann, sondern die sich anderswie anregen.

Zu den bekannten Deutungsversuchen demgegenüber nehmen wir hier keine Stellung.

Uns interessiert zusätzlich noch rasch das Verhalten elastischer Wellen in Medien von atomarer Struktur.

Für gleichartige Atome von der Masse m mit den gegenseitig gleichen Abständen a und der Kräftekonstanten der elastischen Bindung zwischen je zwei Atomen gleich $\tilde{k}$ wird die Fortpflanzungsgeschwindigkeit im eindimensionalen Gitter

$$v = \frac{1}{\pi} \cdot \sqrt{\frac{\tilde{k}}{m}} \cdot \lambda \sin \frac{\pi a}{\lambda} \qquad (19.)$$

Im Falle $\lambda \gg a$ kann in (19.) der Sinus durch sein Argument ersetzt werden, und es ergibt sich in Uebereinstimmung mit der gewöhnlichen Elastizitätstheorie eine konstante Fortpflanzungsgeschwindigkeit

$$v = a \cdot \sqrt{\frac{\tilde{k}}{m}} \qquad (20.)$$

Mit $\lambda$ von der Grössenordnung des Atomabstandes fällt v rasch ab, und für $\lambda = a$ ist $v = 0$.

Aus (19.) entnimmt man noch die Grenzbedingung:

$$\nu \leq \frac{1}{\pi} \cdot \sqrt{\frac{\tilde{K}}{m}} \qquad (21.)$$

$$\lambda = 2a \qquad (22.)$$

befriedigt dabei (19.) im Sinne von $\nu_{max.}$ in (21.).

Im eindimensionalen zusammengesetzten Gitter mit abwechselnder Folge von Atomen der Massen m und M und durchgehend gleichen gegenseitigen Abständen a benachbarter Teilchen m und M, d.i. in einer Folge, in der das n-te Atom m zwischen dem (n-1)-ten und dem n-ten Atom M liegt, gelten im Falle einer Verrückung $\xi_n$ des n-ten Atoms m und einer solchen $\eta_n$ des n-ten Atoms M entsprechend den aus der elastischen Bindung mit der Kräftekonstanten $\mathfrak{K}$ resultierenden Kräften der Nachbaratome auf das n-te Atom m:

$$\mathfrak{K}_m = \tilde{K}(\eta_n + \eta_{n-1} - 2\xi_n). \qquad (23.)$$

resp. auf das n-te Atom M:

$$\mathfrak{K}_M = \tilde{K}(\xi_{n+1} + \xi_n - 2\eta_n). \qquad (24.)$$

die Bewegungsgleichungen der Atome:

$$\left.\begin{aligned} m\ddot{\xi}_n &= \tilde{K}(\eta_n + \eta_{n-1} - 2\xi_n) \\ M\ddot{\eta}_n &= \tilde{K}(\xi_{n+1} + \xi_n - 2\eta_n) \end{aligned}\right\} \qquad (25.)$$

Die Bewegung des eindimensionalen zusammengesetzten Gitters wird durch (25.) wiedergegeben, wenn n alle positiven und negativen ganzzahligen Werte annimmt.

Zur Lösung von (25.) machen wir den Ansatz:

$$\left.\begin{aligned} \xi_n &= A e^{2\pi i(\nu t - gn)} \\ \eta_n &= B e^{2\pi i(\nu t - gn)} \end{aligned}\right\} \qquad (26.)$$

Die Gitterperiode ist hier 2a und die elastischen Wellen haben die Wellenlängen: $\lambda = \frac{2a}{g}$. (27.)

(26.) in (25.) eingesetzt ergibt:

$$\begin{aligned} -4\pi^2\nu^2 mA &= \tilde{K}[B(1 + e^{2\pi i g}) - 2A] \\ -4\pi^2\nu^2 MB &= \tilde{K}[A(1 + e^{-2\pi i g}) - 2B] \end{aligned} \qquad (28.)$$

Die in A und B linearen und homogenen Gleichungen (28.)

haben nur dann nicht verschwindende Lösungen, wenn ihre Determinante gleich null ist, d.i. unter der Bedingung:

$$\begin{vmatrix} 4\pi^2\nu^2 m - 2\tilde{K} & \tilde{K}(1+e^{2\pi i g}) \\ \tilde{K}(1+e^{-2\pi i g}) & 4\pi^2\nu^2 M - 2\tilde{K} \end{vmatrix} = 0. \qquad (29.)$$

mit (27.) folgt hieraus:

$$(4\pi^2\nu^2)^2 - 2\tilde{K}\frac{m+M}{mM}(4\pi^2\nu^2) + \frac{4\tilde{K}^2}{mM}\sin^2\frac{2\pi a}{\lambda} = 0.$$
$$4\pi^2\nu^2 = \frac{\tilde{K}}{mM}\cdot\left[m+M \pm \sqrt{m^2+M^2+2mM\cos\frac{4\pi a}{\lambda}}\right] \qquad (30.)$$

Jedem Werte von $\lambda$ entsprechen zwei Werte von $\nu^2$, und, da das negative Vorzeichen keinen Sinn hat, auch zwei Werte von $\nu$, während das entsprechende einfache Gitter nur einen Wert $\nu$ zu jedem $\lambda$ kannte.

Im Grenzfalle $\lambda = \infty$ ergibt sich aus (30.):

$$4\pi^2\nu^2 = \begin{cases} 0 \\ 2\tilde{K}\dfrac{m+M}{mM} \end{cases} \qquad (31)$$

d.h. die akustische Frequenz ist in diesem Falle gleich null, während die zweite einem von null verschiedenen Grenzwerte zustrebt, der die einzige Fundamentalfrequenz des vorgegebenen zusammengesetzten Gitters darstellt.

Für genügend grosses $\lambda$ kann im Gitterverbande ein Gitter gegen das andere schwingen und einem solchen Werte von $\lambda$ entspricht dann die von null verschiedene Frequenz der Schwingung der Gitter gegeneinander.

Bedeuten m und M die Massen von Elektronen und Ionen, so lässt sich (31.) grössenordnungsgemäss richtig vereinfachen zu:

$$4\pi^2\nu^2 = \begin{cases} 0 \\ 2\tilde{K}\cdot\dfrac{m+M}{mM} \approx 2\tilde{K}\cdot\dfrac{1}{m} \end{cases} \qquad (32.)$$

und man erhält identisch zu (21.) im zusammengesetzten Gitter:

$$\nu\sqrt{2} = \frac{1}{\pi}\sqrt{\frac{\tilde{K}}{m}} \qquad (33.)$$

Ein aus r einfachen Gittern aufgebauter Körper besitzt für jede Wellenlänge und Fortpflanzungsrichtung im allgemei-

nen 3r, u.U. zusammenfallende Frequenzen. Von diesen streben die 3 akustischen Frequenzen mit Werten von $\lambda$ , denenzufolge cos $\frac{4\pi a}{\lambda}$ = 1 wird, dem Werte null zu. Die verbleibenden 3r-3 Frequenzen gehen für die nämlichen Wellenlängen in Fundamentalfrequenzen über, die u.U. mehrfach zusammenfallen können.

- - - - - - -

Wir greifen nunmehr zurück auf die Verhältnisse in Medien von atomarer Struktur. Dort galt unter den gemachten Ansätzen für die Fortpflanzungsgeschwindigkeit elastischer Wellen:

$$v = \frac{1}{\pi}\sqrt{\frac{\check{K}}{m}}\cdot\lambda\sin\frac{\pi a}{\lambda} \qquad \text{lt.(19.)}$$

Für $\lambda \gg a$ wird:

$$v = a\cdot\sqrt{\frac{\check{K}}{m}} \qquad \text{lt.(20.)}$$

Mit $\lambda$ von der Grössenordnung des Atomabstandes fällt v rasch ab und für $\lambda = a$ wird v = null.

Unserem Thema entsprechen äusserlich im allgemeinen Verhältnisse mit:

$$\lambda \gg a. \qquad (34.)$$

Gegenüber eindimensionalen einfachen und zusammengesetzten Gittern der vorbeschriebenen Arten resultierten damit und im Grenzfalle mit $\lambda = \infty$ die Gleichungen (20.) und (31.) bis (33.)

Das nämliche Ergebnis für (31.) bis (33.), wie für den Fall $\lambda = \infty$, resp. $\lambda \gg a$ , erhält man aus (30.) aber auch mit dem besonderen Grenzfall:

$$\underline{\lambda = 2a.} \qquad \text{lt.(22.)}$$

Es wird also wiederum:

$$4\pi^2\nu^2 = \begin{cases} 0 \\ 2\check{K}\frac{m+M}{mM} \approx 2\check{K}\frac{1}{m} \end{cases} \qquad \text{lt.(31.)/(32.)}$$

resp.

$$\nu\sqrt{2} = \frac{1}{\pi}\sqrt{\frac{\check{K}}{m}} \qquad \text{lt.(33.)}$$

Eingesetzt in (18.) ergab derselbe Grenzfall für das einfache eindimensionale Gitter:

$$\nu = \frac{1}{\pi}\sqrt{\frac{\check{K}}{m}} \qquad \text{lt.(21.)}$$

Dieser Sonderfall $\lambda = 2a$ wird bemerkenswert, wenn man bedenkt, dass er im eindimensionalen zusammengesetzten Gitter mit den Massenteilchen m und M nicht nur mit dem Falle $\lambda = \infty$ korrespondiert, sondern, dass er zusammenfällt mit

$$\lambda_0 = 2a \tag{35.}$$

entsprechend der kürzesten, beim absoluten Nullpunkte noch vorhandenen de Broglie- Wellenlänge. Die zugehörige de Broglie-Welle schwingt gegebenenfalls in den Fundamentalschwingungen gemäss (31.) bis (33.) mit.

Die Grenzenergie für T = null ist $\eta$ nach:

$$N = \frac{8\eta}{3h^3}(2m\eta)^{3/2} \tag{36.}$$

d.i.

$$\eta = \frac{h^2}{2m}\cdot\left(\frac{3N}{8\eta}\right)^{2/3} \tag{37.}$$

$\lambda_0$ ist die dem Impulse $p_0 = \sqrt{2m\eta}$ zugeordnete de Broglie-Wellenlänge identisch $\lambda_0 = h/p_0 \approx 2a$.

Die $\eta$ äquivalenten Temperaturen $\theta = \eta/K$ sind für monovalente Metalle, z.B. Alkalimetalle und Elemente der 1-b-Gruppe, von der Grössenordnung = $10^4$.

Besondere Bedeutung erhält das vorstehende Ergebnis u. a. für die Darstellung des elektrischen Widerstandes durch die Streuung von de Broglie-Wellen an Gitterionen.

Die bei der Behandlung der Leitfähigkeit gültige und in die Bethe'sche Leitfähigkeitsformel eingehende Temperaturbeziehung ist die triviale:

$$v = a\cdot\sqrt{\frac{\tilde{k}}{m}} = w_x = \sqrt{\frac{KT}{m}} \tag{38.}$$

resp. lt. (19.):

$$KT = a^2\tilde{k} \approx \frac{\lambda^2\tilde{k}}{\eta^2}, \tag{39.}$$

wie sich unter Einsatz von $\nu^2_{max}$ aus (21.), d.i. von $\frac{\tilde{k}}{\eta^2 m}$, resp. von $\frac{\check{k}}{\eta^2 M}$ in den Wert der kinetischen Energie der Ionenschwingungen und für eine mittlere Elektronenweglänge von der Grössenordnung des mittleren Atomabstandes ergibt,

d.i.: $$KT = \frac{m}{2}\,\underline{a}^2\left(\frac{d}{dt}\sin 2\pi\nu_{max}.t\right)^2 = \pi^2 M\,\underline{a}^2\,\nu^2_{max}. \qquad (40.)$$

resp.: $$KT = \frac{\pi^2 M a^2 \tilde{K}}{\pi^2 M} = a^2\tilde{K} \quad (\text{für } \underline{a} = a.) \qquad (41.)$$

Identisch ergibt der Ansatz mit $\lambda = 2a$ :

$$v = \frac{2a}{\pi}\sqrt{\frac{\tilde{K}}{m}} = w_x = \sqrt{\frac{KT}{m}} \qquad (42.)$$

d.i. $$KT = \frac{4}{\pi^2}\cdot a^2\tilde{K} = \frac{\lambda^2\tilde{K}}{\pi^2} \qquad (43.)$$

Aus (30.) bis (33.) folgert mit $\lambda = 2a$ :

$$v^2 = w_x^2 = \lambda^2\nu^2 = \frac{2\lambda^2}{4\pi^2}\cdot\frac{\tilde{K}(m+M)}{mM}. \qquad (44.)$$

d.i. für die Grenze m = M übereinstimmend mit (43.):

$$KT = \frac{\lambda^2\tilde{K}}{\pi^2}. \qquad (44'.)$$

Die für m = M und $\lambda = 2a$ aus (30.) bis (33.) resultierende bekannte Grenze:

$$4\pi^2\nu^2 = 2\tilde{K}\frac{2}{m} \quad \text{resp.}\quad \nu = \frac{1}{\pi}\sqrt{\frac{\tilde{K}}{m}} \quad \text{cf. (21.)} \qquad (44''.)$$

wird im Falle $\lambda = 2a$ für m und M durch Fortheben von (m+M) gegen M für atomistische Näherung identisch mit (33.).

Aus (21.),(5.),(35.) und (42.) entnehmen wir noch:

$$\tilde{K} = \pi e^2 N = \frac{K\theta\pi^2}{4a^2} = \frac{K\theta\pi^2}{\lambda^2} \qquad (45.)$$

und $$\frac{\eta}{K} = \theta = T_{\eta/K} = \frac{\lambda^2 e^2}{\pi K}\cdot N = \frac{4a^2e^2N}{\pi K} \qquad (46.)$$

mit den variablen Bestimmungsstücken a und N. Mit a gleich dem mittleren Atomabstande in Metallen und N von der Grössenordnung gleich $10^{22}$ wird $\theta$ von der richtigen Grösse = $10^4$.

(33.) vermittelt über den Bethe-Sommerfeldschen Ansatz in Ausübung auf T und $\theta$ neue rechnerische Erwartungswerte für die Leitfähigkeit, die z.B. für Cu, Ag und Au nahezu vollkommen mit den Messdaten übereinstimmen.

Es wird vergleichsweise:

| | Cu. | Ag. | Au. |
|---|---|---|---|
| $\sigma\cdot 10^4$ bei 0°C. (in $\Omega^{-1}cm^{-1}$) | 64 | 67 | 68 |
| $\sigma\cdot 10^4$ bei do. nach $T_{\eta/K}$ | 57 | 68,5 | 67,5 |
| $\sigma\cdot 10^4$ bei do. nach Nordheim u. Peterson. | 114 | 137 | 135 |

Diese Uebereinstimmung wollen wir nicht wichtiger nehmen,

als es ihr gebühren kann. - Jedenfalls gibt die $\lambda = 2a$ - Grenze über die Beziehungen der untersten de Broglie-Wellen zu Fundamentalschwingungen einen auch auf die im Bereiche der Supraleitfähigkeit möglichen Verhältnisse gerichteten Hinweis. Es gehört nicht in den Rahmen dieser Abhandlung, die Verhältnisse an der Sprungstelle T = null identisch $\theta = \eta / k$ herzuleiten.

Nach Art der bisherigen schematischen Behandlung eindimensionaler zusammengesetzter atomarer Gitter wollen wir hier dennoch einen Weg aufzeigen, der den besagten Umständen für T zahlenmässig gerecht wird:

Es ist:

$$T = \frac{\lambda^2 \tilde{K}}{\pi^2 k} \qquad \text{lt.(43.)}$$

resp.

$$T_{lim} = \frac{\lambda^2 e^2 N}{\pi k} = \frac{4a^2 e^2 N}{\pi k} = \begin{cases} \text{null} \\ \eta / k \end{cases} \qquad \text{lt.(45.)}$$

Hiermit und nach (30.) wird:

$$T = \frac{\lambda^2}{\pi^2 k} \cdot \tilde{K} = \frac{\lambda^2}{\pi^2 k} \cdot \frac{4\pi^2 \nu^2 \cdot m \cdot M}{\left(m + M \pm \sqrt{m^2 + M^2 + 2mM \cos \frac{4\pi a}{\lambda}}\right)} \qquad (48.)$$

resp.: ($\lambda = \infty$ und $\lambda = 2a$.)

$$T_{lim.} = \begin{cases} = \frac{\lambda^2}{\pi^2 k} \cdot \frac{4\pi^2 \nu^2 \cdot m \cdot M}{2(m+M)} = \frac{\lambda^2}{\pi^2 k} \cdot \frac{\text{null} \cdot m \cdot M}{2(m+M)} = \text{null} & (49\text{-}a\,I) \\ = \frac{\lambda^2}{\pi^2 k} \cdot \frac{\tilde{K} \cdot 2(m+M) m \cdot M}{m \cdot M \cdot 2(m+M)} = \frac{\lambda^2 \tilde{K}}{\pi^2 k} = \frac{\eta}{k} = \theta_{\eta/k} & (49\text{-}a\,II) \\ = \frac{\lambda^2}{\pi^2 k} \cdot \frac{\text{null} \cdot m \cdot M}{\text{null}} \cdot \frac{sec^{-2}}{gr} = \frac{\text{null}}{\text{null}} & (49\text{-}b\,I) \\ = \frac{\lambda^2}{\pi^2 k} \cdot \frac{2\tilde{K}(m+M) m \cdot M}{m \cdot M \cdot \text{null}} \cdot gr^{-1} = \infty & (49\text{-}b\,II) \end{cases}$$

An der Grenze entnehmen wir also (49 aI.) und (49 aII.) die erwarteten Werte für T, d.i. $T_{lim}$ = null und $T_{lim} = \frac{\eta}{k}$ d.i. die der Grenzenergie beim absoluten Nullpunkt äquivalente Temperatur $\theta = \frac{\eta}{k}$.

Die Grenzenergie $\eta$ ergibt sich aus Obigem nach (43.), (45.), (46.), (36.) und $\lambda_0 = 2a = \frac{h}{p_0} = \frac{h}{\sqrt{2m\eta}}$ zu:

$$\eta = \frac{\lambda^2 \tilde{K}}{\pi^2} = \frac{\lambda^2 \cdot \pi e^2 N}{\pi^2} = \frac{\lambda^2 \cdot \pi e^2 \cdot 8\pi \cdot 1}{\pi^2 \cdot 3 \cdot \lambda^3} = \frac{4}{3} \cdot \frac{e^2}{a}. \qquad (50.)$$

d.i. mit a = 2r :

$$\underline{\eta = \frac{2}{3} \cdot \frac{e^2}{r}.} \qquad (51.)$$

Wegen $\frac{1}{2} m v^2 = \varepsilon = \frac{3}{2}\eta$ wird :

$$\underline{\varepsilon = \frac{e^2}{r}.} \qquad (52.)$$

Wir haben bis daher in Uebereinstimmung mit (5.),(21.),(22.),(44.) und (44'.), d.i. letzterenfalls mit (30.) bis (33.) für $\lambda = \infty$ , $\lambda \gg a$ , $\lambda$ = 2a neben m = M im wesentlichen mit dem Ansatze:

$$\eta e^2 N = \eta^2 \nu^2 m = \tilde{K} \qquad (53.)$$

gearbeitet. In der Folge werden wir danebem (33.), wie es atomistischer Näherung entspricht, d.i. den Ansatz:

$$2\eta^2 \nu^2 m = \tilde{K} \qquad (54.)$$

benützen. Näheres darüber geben wir weiter unten.

Wegen $\lambda_0 = 2a = \frac{h}{p_0}$ , wo $p_0 = \sqrt{2m\eta}$, erhalten wir aus (32.) noch:

$$\frac{\eta}{\tilde{K}} = \frac{h^2}{4a^2 \cdot 2m} \cdot \frac{1}{2\eta^2\nu^2 m} \qquad (55.)$$

resp.:

$$2\left(\frac{\eta}{\tilde{K}}\right)^{1/2} = \frac{2h}{2\eta\nu a \cdot 2m} = \frac{h}{mv} = \frac{h}{p_0} = \lambda_0 = 2a \qquad (56.)$$

Aus (32.),(45.),(50.) und (52.) wird wegen $\frac{1}{2}mv^2 = h\nu$ :

$$\left(\frac{\eta}{\tilde{K}}\right)^{1/2} = \frac{h\nu}{2a\, e^2 N} = \frac{2e^2}{a} \cdot \frac{1}{2e^2 a N} = \frac{1}{a^2 N} = \frac{A_0^3}{a^2} \qquad (57.)$$

1/N steht dabei für $A_0^3$, d.i. für das Volumen des Elementarbereiches des Gitters im Grundzustande.

Für die freie Weglänge $\bar{l}_0$ gilt nach Sommerfeld in diesem Falle angenähert:

$$\bar{l}_0 \sim \frac{A_0^3}{\bar{a}^2} \quad (\bar{a} = \text{Amplitude.}) \qquad (58.)$$

Wir schliessen hieraus, dass $\left(\frac{\eta}{\tilde{K}}\right)^{1/2}$ gemäss (57.) im Grenzfalle und für $\bar{a}$ = a = A gegen $\bar{l}_0$ streben kann, so dass

$$\bar{l}_{0\,\lim} = a \qquad (a = \bar{a} = A_0) \qquad (59.)$$

wird.

Der lineare harmonische Oscillator besitzt mit der Amplitude $\bar{a}$ im Zeitmittel die potentielle und kinetische Energie:

$$\bar{V} = E = \frac{1}{2}K \cdot \bar{a}^2 = \frac{1}{2}m\omega_0^2 \bar{a}^2 . \qquad (60.)$$

($\omega_0 = 2\eta\nu$ und $\omega_0^2 = K/m$)

Mit k = $\tilde{K} = \eta e^2 N$ erhalten wir:

$$E = \frac{1}{2}\tilde{K}\bar{a}^2 = \frac{1}{2}\eta e^2 N \bar{a}^2 . \qquad (61.)$$

damit nach (50.) und (52.)

$$\frac{1}{2}mv^2 = \varepsilon = \frac{3}{2}\eta = \frac{2e^2}{a} = \frac{1}{2}\eta e^2 N \cdot \bar{a}^2 . \qquad (62.)$$

woraus folgt:

$$\bar{a}^2 = \frac{4}{\pi a N} = \frac{4}{\pi} \cdot \frac{A_0^3}{a} \tag{63.}$$

und wegen:

$$\bar{a}^2 \sim \frac{A_0^3}{\bar{l}_0} \quad \text{lt.(58.)}$$

$$\bar{l}_0 = \frac{\pi}{4} \cdot a \tag{64.}$$

(64.) befriedigt (19.) identisch (32.) unter Berücksichtigung von (53.) und (54.) an der $\lambda$ = 2a Grenze.

Die Grenzbedingung (T = null) $\lambda = \lambda_0$ = 2a weist, wie wir zeigen konnten, auf recht tiefgehende Zusammenhänge hin. Offenbar darf bezüglich der Abhängigkeit der mittleren freien Weglängen von der Geschwindigkeit einer Masse angenommen werden, dass die Konvergenz $\bar{l}_0 \to (a = \bar{a})$ der Grenze $v_{mech} = c\,(3 \cdot 10^{10}\, cm\, sec^{-1})$ zukomme, so dass die entsprechenden Zusammenhänge bei normalen Masse-bewegungen wenig ins Gewicht fallen können.

Schon hinsichtlich der Grenzentwicklung von (30.) nach (33.), d.i. betreffend (53.) und (54.) verlangt die Forthebung von (m + M) gegen M asymptotisches Verschwinden von m. Aus der Erfahrung ist bekannt, dass quasi eine unendlich grosse Energie erforderlich ist, um einer Masse Lichtgeschwindigkeit zu erteilen. Dies bedeutet gegenüber der Zuordnung von Lichtgeschwindigkeit zur Bewegung materieller Masse vermittels kleiner Energie mit oben identisch asymptotisches Verschwinden der materiellen Masse.

Setzen wir dieserhalb für die Grenzmasse den Wert: $m = \frac{h\nu}{c^2}$, so ergibt sich: (s.(62.))

$$m = \frac{h\nu}{c^2} = \frac{\pi e^2 N \bar{a}^2}{2 c^2} \tag{65.}$$

und wegen: (s.(32.) und (54.)): $m = \frac{\tilde{K}}{2\pi^2 \nu^2}$

$$\frac{\tilde{K}}{2\pi^2\nu^2} = \frac{\pi e^2 N \cdot \bar{a}^2}{2c^2} \tag{66.}$$

d.i.: $\frac{1}{2\pi^2\nu^2} = \frac{\bar{a}^2}{2c^2}$ resp.: $\frac{c^2}{\pi^2\nu^2} = \bar{a}^2$ (67.)

und wegen $c = (2\pi r \nu)$: $\frac{(2\pi r \cdot \nu)^2}{\pi^2 \nu^2} = \bar{a}^2$. (68.)

d.i.:

$$2r = a = \bar{a}. \tag{69.}$$

entsprechend unserer Grenzforderung.

Es wäre von hier aus gewiss interessant, z.B. auf die Verhältnisse bei der Unipolarmaschine unter Anwendung der obigen Einsichten, d.h. auf die technische Stromerzeugung in diesem Rahmen näher einzugehen. Wir müssen uns dies hier versagen.

Diesseits und jenseits der Umkehr der Frequenz-Energiebeziehung treffen wir, wie jetzt einsichtlich ist, auf identische Systemzustände, die in der Umgebung von materiellen Massen von (69.) nach (64.) hin abweichen müssen. Nur zusammen mit materieller Masse, abweichend von der Scheitelbedingung =(65.), oder unter Bedingungen, die der Scheitelgrenze gegenüber sich wie eine solche Abweichung auswirken, kann und muss für ā und a normalerweise gelten: ā > a. Im Rahmen dieser Beziehungen werden nur additive Relationen gelten können (Gesetz der Erhaltung der Energie).

Von hier aus bekommt das Prinzip der fallenden Charakteristik ein neues Gesicht. Wir befinden uns auf dem Boden der wellenmechanischen Resonanz, wo die Austauschenergie starke Wechselwirkungen erklärt. Die Forderung der asymptotisch quasi ins Unendliche reichenden Erstreckung der in Wechselwirkung stehenden Systeme mit ihrer Rückwirkung auf das absolute Mass unddie Wanderungsgeschwindigkeit der Schwingungsenergie wollen wir dabei im Auge behalten.

Wenn wir vorn von Zusatzmechanismen sprachen, die für den Nachweis, wie für die Erhaltung und den absoluten Energiewert von Plasmaelektroneneigenschwingungen gesucht oder ersonnen worden waren, so wissen wir jetzt, dass, wie immer sie, Einklang mit allen möglichen Wirklichkeitsbefunden vorausgesetzt, geartet sein mögen, sie alle auf den gleichen Kernpunkt zurückgehen, den wir mit unseren Grenzbedingungen umrissen haben.

In der Umgebung von materieller Masse wird (69.) in der Richtung nach (64.) unbeständig. Wir erwarten an der Scheitelgrenze, für die wir hier von (33.) nach (21.)(einfaches Gitter) übergehen müssen, unter Ansatz unserer Grenzbedingungen für T = null einen identischen Zwang auf die Grenzgeschwindigkeit. Von diesem setzen wir voraus, dass er die Grössen $e^2$, h und $mc^2$ in sinnvoller Weise unter-einander verbinde. Er wirkt, wie leicht einzusehen ist in Richtung auf die Grenze:

$$\bullet \qquad v_{lim} = \frac{\alpha}{2\pi}\cdot c = \frac{e^2}{hc}\cdot c = \frac{c}{2\pi}\cdot\frac{1}{137{,}3} = \frac{e^2}{h}. \qquad (70.)$$

Wir erinnern daran, dass $\alpha = \frac{2\pi e^2}{hc}$ wiedergegeben werden kann als:

$$\alpha = \frac{p_0}{p_1}.\left(p_0 = \frac{e^2}{c}\,;\; p_1 = \frac{h}{2\pi}.\right) \qquad (71.)$$

dabei ist $p_0$ als elementares Impulsmoment aufs engste mit der Perihelbewegung der relativistischen Kepler-bewegung verknüpft, und $p_1$ ist das Impulsmoment des ersten Quantenzustandes.

Der erzwungenen Grenze $v_{lim.}$ müsste eine entsprechende Phasengeschwindigkeit zukommen. Die Bedingungen an der Scheitelgrenze lassen einen analog funktionierenden Mechanismus nicht einsehen. Wir dürfen annehmen, dass die Wirklichkeit den plausibleren Weg der Massenkondensation als Ersatz wählen wird.

Unter Erhaltung, resp. sehr angenäherter Erhaltung der Grenzgeschwindigkeit erwarten wir darum:

$$\bullet \qquad \frac{m_0 c^2}{v_{lim}^2} = \frac{m_0 c^2 \cdot h^2}{e^4} = \frac{4\pi^2}{\alpha^2}\cdot m_0 = \underline{m} \approx 6{,}58\cdot 10^{-22}\,gr. \qquad (72.)$$

Entsprechend wird:

$$\bullet \qquad \frac{e^4}{m_0 c^2 \cdot hc} = \frac{h}{\underline{m}\cdot c} = \underline{\lambda} \approx 3{,}3\cdot 10^{-16}\,cm. \qquad (73.)$$

und:

$$\frac{c}{\underline{\lambda}} = \underline{\nu} \approx 9\cdot 10^{25}\,sec^{-1}. \qquad (74.)$$

Ein Blick auf die wiedergegebenen Werte und auf die dafür wegleitenden Zusammenhänge lässt klar erkennen, dass wir es hier mit den Werten und dem Mechanismus der viel un-

tersuchten, nach Herkunft und Entstehung bis daher aber unbekannt gebliebenen kosmischen-Strahlung, der sogenannten Höhenstrahlung, zu tun haben, deren Primärprozess als kosmischer Grenz- und Fundamental-akt in denkbar einfachster Weise und unter den von uns für T = null zusammengestellten Grenzbedingungen aus (30.) und (33.), resp. (21.), im Einklang mit den auf Seite 14 bis 16 namhaft gemachten Voraussetzungen hervorgeht.

Die aus dem Fundamentalakt hervorgehende primäre Höhenstrahlung ist quasikorpuskularer Natur, ihre Teilchen sind als schwere Elektronen anzusprechen. Die Entstehungsenergie errechnen wir pro Einheit aus (72.) zu rund $3{,}55 \cdot 10^{11}$ eV..

Aus der Gleichgewichtsbedingung des Primäraktes und der korrespondierenden enormen Energiemassierung mit den ihr zugeordneten subatomaren Grössenverhältnissen (73.) und (74.) folgert sehr genau das uns bekannte Bild der Verteilung kosmischer Strahlungsakte.

Die Intensitäten der von den Sternen und der Ultrastrahlung an die Grenze der Erdoberfläche gelangenden Strahlen verteilen sich übereinstimmenderweise angenähert wie folgt:

Sämtliche Fixsterne zusammen ca.: $5 \cdot 10^{-3}$ erg·cm$^{-2}$sec$^{-1}$.
Höhenstrahlung allein ca.: $3-5 \cdot 10^{-3}$ " " " .

Ueber die Herkunft, d.i. die Scheitelgrenze, haben wir jetzt Gewissheit. Was man bisher einsehen gelernt hat, wird nach Obigem voll bestätigt, nämlich dass ein unmittelbar örtlicher Zusammenhang mit kosmischer Stoffanhäufung nicht bestehe. Im Gegenteil, wir sehen ein, dass die Höhenstrahlung hierfür ein Anfang ist. Was wir über den Zerfallsmechanismus an Ordnungssprungstellen generell wissen, und was das Bildungsgesetz und die praktischen Erfahrungen an der Höhenstrahlung direkt einsehen lassen, deutet darauf

hin, dass wir sie für den Aufbau aller materieller kosmischer Bausteine im spontanen oder Kollisions-zerfall unmittelbar verantwortlich machen dürfen. Novas und Riesenzwerge, auch das Problem des sich ausdehnenden Universums rücken in ein neues Licht. Aus (69.) bis (74.) entnehmen wir, dass auf dem Wege über spontanen und beliebig erzwungenen Zerfall von primärer Ultrastrahlung die Gesamtheit stofflich individueller Eigenart chemischer oder physikalischer Abgrenzung deutbar erscheint.

Wir wollen uns hierbei nicht aufhalten. Was uns wesentlicher anspricht, ist der Umstand, dass der von uns angesetzte Mechanismus an der Scheitelgrenze einen Automechanismus von Energiemassierung resp. Massenkondensation vorsieht, der in der Umgebung von (69.) und unter den Grenzbedingungen für T = null in Richtung (64.) gemäss (70.) bis (74.) spontan in Kraft tritt, bezw. abläuft.

In der Schaffung von Vorbedingungen, die denen weitgehendst entsprechen, die für die Auslösung des Automechanismus verantwortlich sind, sehen wir darum Elektronen gegenüber einen Weg, kosmische Primärstrahlung künstlich anzuregen.

Es will uns auf anderem Wege gerade aus obigen Voraussetzungen technisch unüberwindlich erscheinen, einer solchen Zielsetzung irgendwie näher zu kommen.

Die Befähigung von Photonen mit Frequenzen grösser als $2{,}48.10^{20}$ Hz. zur Zwillingsbildung ist erwiesen. In Berücksichtigung der ihr zugrunde liegenden abweichenden Voraussetzungen gegenüber den Vorbedingungen unseres Automechanismus muss sie gleichwohl dafür anerkannt werden, ein geprüftes Beweisglied für die Möglichkeit unseres Vorhabens darzustellen.

Wir wollen hier noch die Verhältnisse (72.) für den Primärakt der Höhenstrahlung den Gesetzen gegenüberstellen, die den Wirkungsmechanismus der Unipolarmaschine und damit die technische Stromerzeugung beherrschen.

Die Unipolarinduktion, d.i. die elektrische Polarisation eines bewegten Magneten folgt der Gleichung:

$$\mathfrak{P} = +\left[\frac{v}{c}\,\mathfrak{M}^{\circ}\right] \qquad (75.)$$

Aus (71.) und (72.) ergibt sich korrespondierend direkt:

$$\mathfrak{P} = +\left[\frac{v}{c}\,\mathfrak{M}^{\circ}\right] = +\left[\frac{m_0^{1/2}}{m_{v}^{1/2}}\cdot\mathfrak{M}^{\circ}\right] = +\left[\frac{\alpha}{2\pi}\cdot\mathfrak{M}^{\circ}\right] = +\left[\frac{i}{2\pi}\cdot\frac{p_0}{p_i}\,\mathfrak{M}^{\circ}\right] = +\left[\frac{e^2}{hc}\,\mathfrak{M}^{\circ}\right] \qquad (76.)$$

als Grenzgesetz der Polarisation.

\- - - - - -

Zu (70.) bis (76.) weisen wir auf ein für die Scheitelgrenze unzulängliches Verhalten der allgemeinen Form der de Broglieschen Beziehung:

$$\lambda = \frac{h}{m_0 v}\cdot\sqrt{i-\beta^2}\;;\quad \beta = \frac{v}{c}. \qquad (77.)$$

hin, in welcher der Wert unter der Wurzel auf der Grenze $v_{mech.}$ = c null wird und $\lambda$ damit unbestimmt verschwindet. Dieser Situation sind wir durch unsere obige Zusammenfassung von $e^2$, h und $mc^2$ unter den Voraussetzungen für die Scheitelgrenze im Sinne der Wirklichkeit entgangen.

\- - - - - -

Unser Ziel war eingangs nicht soweit gesteckt, als wir inzwischen vorgedrungen sind. Für die Betrachtung des Sonderfalles metallischer Raum-Umgrenzung bei Anregung und Nachweis elektromagnetischer Zustandsänderungen wandten wir uns zunächst Plasmaschwingungen zu. Unser weiteres Interesse galt dem Verhalten elastischer Wellen in Medien von atomarer Struktur. Beabsichtigt war sodann die Zusammenfassung der gewonnenen Einsichten im Geltungsbereiche für (21.) bezw. (31.) bis (53.) . Das Auflösungsvermögen der diesbezüglichen Grenz-

bedingungen hat für Metalle seine kritische Lage im langwelligen Ultrarot. Der entsprechende im optischen Verhalten derselben ausgezeichnete Wellenlängenbereich hat erwartungsgemässe Beziehungen zu einer Reihe weiterer besonderer Merkmale. Wir können letztere nicht einzeln aufführen. Es gehören hierzu Erscheinungen, wie z.B. die Mosaikstruktur fester Stoffe, die Langmuir-Schottky-Inseln und vieles andere mehr.

Aus (5.) ergaben sich in Anwendung auf das Plasma eines Metalles, wie wir früher ausführten, Elektroneneigenschwingungen, die einer optischen Wellenlänge im Ultraviolett entsprechen.

Der Sorge betreffend die Existenz von gesicherten Absorptions- und Reflexions-anomalien des Lichtes im Ultravioletten, wie sie diese Uebertragung fordert, sind wir durch die weitere Entwicklung unserer Ausführung inzwischen enthoben worden. Wie immer es in dieser Sache z.Zt. um die experimentellen Befunde im Sinne für und wider bestellt sein möge, wir haben deutliche Hinweise, auch für die Auszeichnung eines entsprechenden Ultraviolettbereiches.

Es gehören u.a. hierher Reflexionsanomalien an der Grenze des langen Ultravioletten bei Tieftemperatur-Metallkondensationsspiegeln, Zündspannungsänderungen durch ultraviolette Bestrahlung bei Dichten äquivalent solchen von Metallen, Beeinflussbarkeit des Entladeverzuges beim Durchschlag vermittels ultravioletter Anregung u.s.w..

Die reellen metallischen Bedingungen fügen sich im ganzen gut ein in die Erwartungen, die wir aus dem dynamischen Verhalten einer komprimierten Plasmazone für sie im Sinne unserer Ausführungen auf Seite-5- hegen mussten und decken sich unter entsprechender Rücksicht auf das gegenseitige

Zusammenwirken von Elektronen und Ionen mit den Ansätzen (5.) bezw. (16.) neben (21.) bezw. (31.) bis (33.) für die Grenzwellenlängen, d.i. für $\lambda = \infty$ , $\lambda \gg$ a und $\lambda =$ 2a.

Auf Basis der Fundamentalfrequenzen war nun die Annahme vorweggenommen, dass für die Schwingungsenergie eines Metallplasmas Zustände zulässig sein müssten, wie solche für den Fall des Nachweises von Elektroneneigenschwingungen über ein Lechersystem bei gewöhnlichen Plasmen ausgewiesen sind.

Totalreflexion, für die unsere Untersuchung ursprünglich aufgenommen wurde, wäre damit unter geeigneten Massnahmen in ihrer einschränkenden Rolle gegenüber Signalausbreitungen technisch eliminierbar.

Es kann gezeigt werden, dass falls dafür gesorgt wird, dass das metallische System bei stetigem oder angenähert stetigem Verlauf mit dem ersten Medium eine gemeinsame Unendlichkeitsstelle aufweist, der Signalnachweis vermittels Sonde in der toten Zone gelingt.

Als Sonde dient zweckmässigerweise eine kapazitiv geeignet angeschlossene Exponentialdoppelleitung. Im Versuchsfalle waren die Zweige dieser Leitung durch Symmetriemassnahme funktionell zur Deckung gebracht.

Die weiteren Schritte unserer Arbeit führten uns mit ihren Grenzbedingungen, die wir jetzt nicht mehr zu wiederholen brauchen, von unserer ersten Zielsetzung völlig ab. Den einzelnen Stufen unseres Vorgehens haben wir hier nichts mehr hinzuzufügen.

Mit der Aufdeckung der Verhältnisse an der Scheitelgrenze erreichten unsere Ansätze ein Auflösungsvermögen, dessen untere Grenze mit derjenigen der Zwillingsbildung zusammenfällt, während sie nach oben durch den Primär-

akt der Höhenstrahlung den Schluss-stein über alles anbrachten.

Die wesentlichsten Vorraussetzungen für die Einleitung des Automechanismus der kosmischen Ultrastrahlung sind technisch relativ einfach zu erfüllen. Es erscheint darum nur als eine Frage der Zeit, dass es gelingen muss, den Primärakt technisch zu bewältigen.

- o - O - o -

Meilen-Z'ch., den 19. Oktober 1941.

gez.:

Anton Bopp

Anton Bopp.

**Nachtrag zur Abhandlung über die primäre kosmische Ultrastrahlung vom 19. Oktober 1941.:**

Bringen wir die Zusammenhänge aus (71.) in Verbindung mit (60.)(61.), so folgt an der Grenze identisch (65.)(69.), d.i. wegen (54.) resp. (5.) und (32.) mit Bezug auf V + E :

$$mc^2 = \frac{2\pi e^2}{a} = \frac{hc}{\lambda} \qquad (a = \bar{a}.) \qquad (78.)$$

d.i. für $a / \lambda$ :

$$\frac{a}{\lambda} = \frac{2\pi e^2}{hc} = \frac{p_0}{p_i} \qquad (79.)$$

Ein entsprechend der Darstellungsweise in (79.), wo $p_0/p_i$ atomistischen Voraussetzungen genügt, für den homogenen, ungestörten Idealfall an der Scheitelgrenze v = c anzusetzender Impulsmomentenquotient kann nur den Wert = 1 annehmen. Für das isolierte, von aufgeprägten Zuständen freie System wird somit zulässig:

$$\lambda = a \qquad (a = \bar{a}.) \qquad (80.)$$

Dieser Befund ist mit der Gesetzmässigkeit der Hohlraumstrahlung in bekannter Weise verträglich und z.B. in den Ansätzen der klassischen Methode von Jeans direkt realisierbar.

Bei der Gültigkeit von (69.) und unter den Grenzbedingungen für (19.) und (20.), sowie mit Rücksicht auf die Rayleigh'sche Beziehung für die Gruppengeschwindigkeit im bezüglichen Bereiche, folgert aus (80.) unmittelbar, dass an der Grenze v = c die Beförderung von rein materieller Masse sistiert; es wird v(materiell) = null, d.h. materielle Masse erreicht die Scheitelgrenze nicht als solche, sie ist in ihr unter den Bedingungen für Lichtquantenmasse existent. Der einzelne Grenzakt ist, wie aus Vorstehendem hervorgeht, auch hinsichtlich seiner materiellen Begrenzung auf ein recht einfaches Modell reduzierbar. Die

klare Situation macht eine besondere Darstellung an dieser Stelle überflüssig.

Die für ein materielles Aequivalent eines Grenzaktes geltende Beziehung: "v(materiell) = null" erkennen wir als eindeutige Lösung des Problemes der Konstanz der Lichtgeschwindigkeit, d.i. der Unabhängigkeit dieser letzteren vom Bewegungszustande der Lichtquelle.

Es ist ersichtlich, dass wir mit (80.) über den Atomismus der Elektrizität hinaus zu einer Quantisierung der Gravitation vorgestossen sind. Im Bereiche der Grenzakte verfügen wir dabei über kein neues ausgezeichnetes Elementarteilchen. Es ist dies auch völlig belanglos. Den Anschluss an die rein materielle Seite vollziehen wir aus praktischen Gründen vorläufig beim Elektron. Alle im Sinne dieser praktischen Scheidung nicht als rein materielle Vorgänge anzusprechenden Grenzakte bezeichnen wir summarisch als Quanten- bezw. als quasikorpuskulare-Vorgänge.

Unser Modell des Grenzaktes führt in einfachster Weise zur Wiedergabe der erfahrungsgemässen Verhältnisse.

Betreffend z.B. die Darstellung einer einheitlichen Theorie des Gesamtfeldes von Gravitation und Elektrizität, verweisen wir im Gegensatz hierzu auf die einigermassen schwerfälligen Versuche Kaluzas oder Einstein und Mayers, welche dazu die quantentheoretischen Tatsachen nicht erfassen. Im gleichen Sinne nennen wir auch die Dirac'sche Positronentheorie, insofern wir ohne deren bekannten speziellen Grundannahmen der Wirklichkeit in elementarster Form und in allen Teilen gerecht werden.

In unserer strukturell atomaren Darstellung ist der Zusammenhang zwischen Elektromagnetismus und Weltmetrik, bezw.

zwischen Elektrizität und Gravitation rein physikalisch begründet und nicht lediglich formaler Natur, wie in den theoretischen Versuchen von Mie, Weyl, Einstein u.a..
Auf Seite-17- bezeichneten wir die aus dem Fundamentalakt resultierende primäre Höhenstrahlung identisch unserer obigen Festlegung als quasikorpuskular und ihre Teilchen als schwere Elektronen. Diese Bezeichnungsweise findet in der Literatur Anwendung auf eine durchdringende Komponente der Höhenstrahlung. Von dieser wird angenommen, dass sie hauptsächlich aus einer neuen Art von Elementarteilchen bestehe, deren Ruhemasse etwa das 160-fache der Elektronenmasse betrage. - Yukawa's Theorie der Kernkräfte sagte die Existenz von entsprechend schweren Teilchen voraus, die mit den Beobachtungen in vieler Hinsicht als verträglich angesehen werden.
Schwere Elektronen letzterer Art sind vom Primärakt der Höhenstrahlung her gesehen Desintegrationsprodukte desselben. Unsererseits ist die Bezeichnung "schweres Elektron" auf das Primärteilchen der kosmischen Ultrastrahlung lediglich mit Rücksicht auf dessen Bildungsmechanismus in Anwendung gebracht worden.
Die Frage nach der Ladung der nativen Höhenstrahlung ist identisch mit der nach ihrem Desintegrationszustand, bezw. mit der nach der Verteilung der Bestimmungswerte im Beobachtungsfalle, die den das Quantenproblem umfassenden Gleichungen für das Gesamtfeld genügen.
Zum Yukawa'schen Ansatz bemerken wir, dass er solchen tiefsten Zusammenhängen nicht genügt. Hinsichtlich gewisser Praxis zeigen unsere Einsichten in den einfach und elementar deutbaren Mechanismus des Gesamtfeldes, dass es

im ganzen nicht allzu interessant sein kann, bei jeder Gelegenheit neuen Teilchen nachzujagen und theoretische Argumente für deren Existenz beizusuchen. Wir dürfen z.B. nicht erstaunt sein, wenn eines Tages instabile Bose-Partikel festgestellt werden, die schwerer als Yukawa'sche Elektronen sind. Nichts spricht dagegen. Gewisse Relationen rechtfertigen im Geltungsbereiche von (44".) z.B. instabile Teilchen solcher Art, die schwerer als Wasserstoff sind, und deren doppelte Masse rund drei Protonenmassen gleichkommt.

Bose-Partikel, also bsplw. Yukawa'sche Teilchen, treten im Rahmen unserer Vorstellungen über das Gesamtfeld und die Desintegrationsbedingungen als positive, negative und neutrale Teilchen auf. Pro Typus erwarten wir dabei für geladene und ungeladene Partikel nahezu gleiche Massen.

Bei der Darstellung der Ladung erweist es sich, dass elektrische- und Gravitationskräfte an De- und Rematerialisationen einen grössenordnungsgemäss stark voneinander abweichenden Anteil nehmen. Für die nicht einfache Zahlenbeziehung zwischen der schweren Masse und der Ladung der elektrischen Elementarteilchen erhalten wir dabei auf einfache Weise den Schlüssel.

Bezogen auf das freie Elektron und relativ zu der Grösse, die wir unter den bisherigen Voraussetzungen als dessen Ruhemasse zu bezeichnen haben, finden wir der Masse der Ladung Bahnelemente zugeordnet, in welche die bekannten Impulsmomente: $p_0 = e^2/c$ und $p_2 = h/4\pi$ eingehen. Wir sehen, dass der Ruhemasse des Elektrons stregg genommen eine Ruhemasse seiner Ladung gegenüberzustellen wäre. Dieser Fall aber wird von uns als identisch erkannt mit

der Grenze: v(materiell) = null identisch v = c . D.h. die totale Ruhemasse in Zuordnung zu unserem Ausgangssystem erscheint auf dieser Grenze als die träge Masse eines Lichtquantums (Ruhemasse = null).
Die klassische Demonstration von Materiezerstrahlung im Sinne unserer Ausführungen ist die Vernichtungsstrahlung zwischen je einem Elektron und einem Positron unter bekannter Entstehung von zwei Gamma-Quanten.
Das beherrschende Streckenmass für die Darstellung der die Ladung betreffenden Zusammenhänge ist, wie erwartet werden konnte, die Comptonwellenlänge.
Unser Modell vermittelt uns bei gleicher Gelegenheit noch die Möglichkeit, Aussagen zu machen über den Transversaleffekt der Schwerkraft gegenüber von Strahlungsenergie.
Ebenso zeigt es uns in vollkommener Uebereinstimmung mit der Wirklichkeit die Besonderheit hinsichtlich des der Beobachtung zugänglichen Auftretens beim Positron gegenüber demjenigen beim Elektron als kosmologisch begründetes Problem.
Dieser Sachverhalt bedingt besondere, bestimmt umschreibbare Voraussetzungen für die Beobachtbarkeit des Positrons, dessen Häufigkeit in Wahrheit jedoch derjenigen des Elektrons genau entspricht.
Auf relative und mit Bezug auf das quantisierte Gesamtfeld modifizierte strömungstheoretische Zusammenhänge können wir hier nicht näher eingehen.
Wir brechen unsere Betrachtungen an dieser Stelle ab. Sie sollten als Nachtrag zur voraufgehenden Abhandlung eine Art Umschau über den vermittelten Stand gegenüber tangierenden und verwandten Problemstellungen sein. Auf eine Wiedergabe

der Methoden, an deren Hand eine detaillierte und zugleich erschöpfende Beschreibung des gesamten vorgelegten Materiales allein durchführbar wird, haben wir uns andeutungsweise nur insoweit eingelassen, als es dem Zwecke unserer Abhandlung gemäss und für die Aufnahme weiterer Schritte hinreichend ist.

-o-O-o-

**Anm.z.Teil-I- d.Abhdlg.:**

**Zu erwähnen haben wir noch, dass die auf Seite-O- der Einleitung aufgeführte Gleichung:**

$$m_0 c^2 = 4\bar{a}^2 \cdot \frac{m c^2}{7^2 \lambda^2} \qquad \text{(III.)(81.)}$$

sich auf den besonderen Fall der Wiedergabe von $E/c^2$ nach (60.)(65.) an der Grenze (69.) in Einheiten von m(72.) im Geltungsbereiche von (5.)(44".)(53.) bezieht.

Ausserhalb des Zusammenhanges und mit Bezug auf (64.) S.-14- wollen wir immerhin nicht unterlassen, anzugeben, dass aus (19.)(44".) unter den Grenzbedingungen (21.)(22.) bei $v = c$ direkt folgt:

$$a = \frac{4}{7} \cdot \frac{e^2}{m_0 c^2} \qquad (82.)$$

d.i. in Uebereinstimmung mit (64.) und dessen Gültigkeit (s.a.S.-15- u. -16-):

$$a = \frac{4}{7}\bar{l}_0 \qquad \text{mit:} \qquad \bar{l}_0 = \frac{e^2}{m_0 c^2} \qquad (83.)$$

Der Relation $\bar{l}_0/\lambda_0$ begegnet man vielfach und in wechselvollem Sinne; (s.a.(70.)).

Meilen-Z'ch., den 17. Dezember 1941.

gez.:

Anton Bopp.

Anton Bopp.

28A

# Künstliche Anrègung kosmischer Primärstrahlung

# und

# Kernspaltungskettenreaktion beim Uran.

von

Anton Bopp

Meilen, den 26. Mai 1943.

## Zweiter Nachtrag zur Abhandlung über die primäre kosmische Ultrastrahlung vom 19.10.41. und zum Nachtrag vom 17.12.41.:

### Die künstliche Anregung kosmischer Primärstrahlung:

Wir genügen einem praktischen Bedürfnis, wenn wir uns im Einklang mit unseren vorausgehenden Ausführungen an dieser Stelle zunächst der im Atomismus der Materie vorgegebenen Auszeichnung ganz bestimmter Stabilitäten zuwenden.

Dabei ergibt sich die wichtige Relation:

$$\frac{\left(\frac{c}{v_0}\right)^2}{\frac{M}{m_0}} = \frac{M \cdot \frac{v_0 c}{\lambda_0^2}}{\frac{2\eta e^2 N}{3} \cdot \frac{1}{e^{-2\eta}}} = \frac{M \cdot \frac{v_0 c}{\lambda_0^2}}{\frac{2 K_r c}{3} \cdot \frac{1}{e^{-2\eta}}} \qquad (84.)$$

mit $k_r = \frac{\eta e^2 N}{c}$ $cm^{-1}.gr.sec^{-1}$ und $N = \lambda_0^{-3} = a^{-3}$; $k_r c = \tilde{K}$ aus (54.), d.i. vereinfacht:

$$\left(\frac{c}{v_0}\right)^2 = \left(\frac{M}{m_0}\right)^2 \cdot 3 \cdot e^{-2\eta} . \qquad (85.)$$

Die wahren, kritischen Verhältniszahlen $c/v_0$ und $M/m_0$ ergeben sich wellenkinematisch eindeutig im Anschluss an die einfachste Exponentialfunktion $f(x) = e^x$. Wir kommen hierauf noch eingehend zurück.

Die jüngeren experimentellen Daten für die reziproke Feinstrukturkonstante, d.i. $1/\alpha = c/v_0 = 136{,}5 \pm 0{,}11$ abs. Einheiten, und für die reziproke relative Masse des Elektrons, d.i. $M/m_0 = 1824$, liegen sehr nahe bei den wahren atomaren Verhältniszahlen $c/v_0 = 136{,}63..$ und $M/m_0 = 1825{,}48..$ . Zufolge Fehlerausgleich befriedigen sie (85.) wie die letzteren.

Zu Vergleichszwecken greifen wir aus Anschaulichkeitsgründen und mit besonderer Rücksicht auf die Verhältnisse an der Scheitelgrenze als eine gegenüber (85.) dynamisch ähnliche Situation den Uebergang aus Poiseuillescher Strömung zur Turbulenz heraus, wo für die Darstellung des Rey-

noldschen Parameters R der bekannte Ansatz gilt:

$$\frac{c_x}{v_K} = c_x \cdot \frac{\varepsilon \cdot \varphi_i}{K} = R \cdot \qquad (86.)$$

Es liegt damit nahe, dass wir versuchen, uns in erster Linie die mit (86.) verbundenen hydrodynamischen Vorstellungen über Grenzschichtenvorgänge nutzbar zu machen, wozu wir überleitend lediglich zu beachten haben, dass Scheitelgrenzakte im Sinne unserer früheren Ausführungen und Definition mit Resonanzakten identifiziert werden können.

Aus der Problemstellung des hydrodynamischen Widerstandes entnehmen wir, dass mit gegen extrem kleine Werte hin abnehmender Dicke $\delta$ einer Grenzschicht, die wir der Einfachheit wegen unter Beschränkung auf das zweidimensionale Problem als eben und in Richtung der Abszissenachse verlaufend annehmen wollen, die Grössen $\frac{\partial u}{\partial y}$ und $\frac{\partial^2 u}{\partial y^2}$ der Differentialgleichungen der Schicht:

$$\varepsilon \cdot \left( \frac{\partial u}{\partial t} + u \cdot \frac{\partial u}{\partial x} + v \cdot \frac{\partial u}{\partial y} \right) = -\frac{\partial p}{\partial x} + K \left( \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right),$$

$$\varepsilon \cdot \left( \frac{\partial v}{\partial t} + u \cdot \frac{\partial v}{\partial x} + v \cdot \frac{\partial v}{\partial y} \right) = -\frac{\partial p}{\partial y} + K \left( \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right). \qquad (87.)$$

extrem wachsen.

Die den Zustand der Grenzschicht gleichzeitig kennzeichnenden Beschleunigungsfelder sind, wie wir zeigen werden, für unseren engsten Aufgabenbereich von führender Bedeutung. Unter Berücksichtigung der Unzulässigkeit der in der Hydrodynamik gegenüber den realen Gegebenheiten sonst üblichen Vereinfachungen und Vernachlässigungen, interessieren z.B. aus (87.) entsprechenderweise besonders die Grössen $v \cdot \frac{\partial u}{\partial y}$ und $\frac{K}{\varepsilon} \cdot \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}$.

Der Strömungsmechanismus, dem die Grenzschicht als Bestandteil zugehört, ist in der Praxis durch das Auftreten

von Unstetigkeitswellen in bestimmender Weise charakterisiert. An die Stelle infinitesimaler Deformationen treten dabei endliche Verschiebungen, und $\delta$ nimmt einen Grenzwert an, so dass dem Vorgang nichtlineare Differentialgleichungen entsprechen, deren Integralflächen abwickelbare Flächen darstellen, die im allgemeinen die Charakteristiken bestimmen, längs welcher sich die Beschleunigungswellen fortpflanzen.

Den tangentiellen Geschwindigkeiten $u_1$ und $u_2$ zu beiden Seiten der Grenzschicht, die wir für den Uebergang auf Scheitelgrenzakte gleich als Gruppengeschwindigkeiten von de Broglie-Wellen mit den Frequenzen $\nu_1$ und $\nu_2$ einführen, kann voraussetzungsgemäss eine Schwerepotentialdifferenz $\phi_2 - \phi_1$ zugeordnet werden. Näherungsweise, d.i. unter Verzicht auf die relativistisch exakte Formulierung, gilt sodann:

$$\phi_2 - \phi_1 = \gamma \delta . \qquad (88.)$$

und: $$\nu_1 = \nu_2 \left( 1 + \frac{\gamma \delta}{c^2} \right) = \nu_2 \left( 1 + \frac{\phi_2 - \phi_1}{c^2} \right), \qquad (89.)$$

resp.: $$\nu_1 - \nu_2 = \nu_2 \cdot \frac{\gamma \delta}{c^2} = \nu_2 \cdot \frac{\phi_2 - \phi_1}{c^2} . \qquad (90.)$$

Der transversale Dopplereffekt liefert demgegenüber:

$$\nu_1 - \nu_2 = \nu_2 \cdot \frac{v^2}{c^2} \cdot - \frac{\nu_2}{\nu_1 + \nu_2} \qquad (91.)$$

resp.: $$\nu_1^2 - \nu_2^2 = - \nu_2^2 \beta^2 \qquad (92.)$$

Als einfache Resonanzerscheinung mit Schwebungen können wir den Grenzakt (92.) unter Uebergang auf Kreisfrequenzen auch folgendermassen ansetzen:

$$\omega_1^2 - \omega_2^2 = - \frac{r^2}{2 m^2} . \qquad (93.)$$

Der Resonanzfrequenz $\omega_i$ , d.i.:

$$\omega_i = \sqrt{\frac{\tilde{K}(54)}{m} - \frac{r^2}{2m^2}} = \sqrt{\omega_2^2 - \frac{r^2}{2m^2}} \tag{94.}$$

entspricht dabei das Maximum der Amplitude, und $\omega_2 = \omega_0$ als Eigenfrequenz der ungedämpften freien Schwingung des Systems kennzeichnet das Maximum der Energie des Mitschwingens.

Lassen wir, soweit es uns nur auf das Grundsätzliche ankommt, einen unmittelbaren Vergleich von (90.) mit (92.) zu, so erhalten wir nach Umformung:

$$\delta = -\frac{v^2}{f(\sqrt{1-\beta^2}+1)} = -\frac{v^2}{f(\frac{\omega_i}{\omega_2}+1)} = -\frac{v^2}{f(\frac{m_0}{m}+1)} \tag{95.}$$

bezw. mit Rücksicht auf (92.)(93.) wegen:

$$r = \omega_2 \sqrt{2(m^2 - m_0^2)} = m\sqrt{2(\omega_2^2 - \omega_i^2)} \tag{96.}$$

$$\frac{r}{\delta} = -\frac{\omega_2 f (m_0 + m)\sqrt{2}}{c v_0} \tag{97.}$$

Hieraus wird noch:

$$\frac{v_0}{c} = -\frac{\phi_2 - \phi_i}{c^2} \cdot \frac{\omega_2 \sqrt{2}(m_0+m)}{r} = \frac{(\omega_2 - \omega_i)(m_0+m)}{m\sqrt{\omega_2^2 - \omega_i^2}} \tag{98.}$$

d.i.:

$$\frac{v_0^2}{c^2} = \frac{\omega_2 - \omega_i}{\omega_2 + \omega_i} \cdot \frac{(m_0+m)^2}{m^2} \tag{99.}$$

wobei:

$$\frac{\phi_2 - \phi_i}{c v_0} = \sqrt{\frac{\omega_2 - \omega_i}{\omega_2 + \omega_i}} \tag{100.}$$

Die obige Behandlung eines Grenzaktes erinnert zunächst an das Problem der Punktquelle, bezw. das der Zakkenfunktionen, welche, wie das Experiment eindringlich zeigt, in der hydrodynamischen Praxis in die Unstetigkeiten beim Uebergang aus Poiseuillescher Strömung zur Turbulenz sozusagen fast bildhaft eingehen. In besonderer Weise aber ist sie geeignet, jenen Kriterien zu ge-

nügen, die wir mit dem Begriffe eines Wellenpaketes, d.i. mit der Vorstellung eines Masseteilchens als Wellengruppe, verbinden.

Die enge und besondere Verknüpfung von Dispersion und transversalem Gravitationseffekt an Strahlungsenergie, auf die unsere Darstellung hinweist, wollen wir nachstehend noch weiter verfolgen:

Lt. (85.) ist:

$$\mathfrak{M}_p = \frac{h\nu_0}{v_0 c \sqrt{3 \cdot e^{-2\pi}}} \qquad (101.)$$

d.i. mit (95.) bis (97.):

$$\mathfrak{M}_p = \frac{h\nu_0}{\phi_2 - \phi_i} \cdot \sqrt{\frac{m - m_0}{m + m_0} \cdot \frac{i}{3 \cdot e^{-2\pi}}} \qquad (102.)$$

$$= \frac{h\nu_0}{\phi_2 - \phi_i} \cdot \sqrt{\frac{\omega_2 - \omega_i}{\omega_2 + \omega_i} \cdot \frac{i}{3 \cdot e^{-2\pi}}}$$

Gleichermassen entnehmen wir aus (72.):

$$\underset{\sim}{m} = 4\pi^2 \frac{c}{v_0} \cdot \sqrt{\frac{\omega_2 - \omega_i}{\omega_2 + \omega_i}} \cdot \frac{h\nu_0}{\phi_2 - \phi_i} \qquad (103.)$$

$$= 4\pi^2 \cdot \frac{\omega_2(\omega_2 - \omega_i)}{\omega_2^2 - \omega_i^2} \cdot \frac{h\nu_0}{\phi_2 - \phi_i}$$

$$= \frac{\omega_i \omega_2 - \omega_2^2}{\nu_0 v_{0g}} \cdot \frac{h v_{0p}}{\phi_2 - \phi_i}$$

Mit (72.)(102.) und (103.) wird nacheinander:

$$m_0 = \left[\frac{\omega_i \omega_2 - \omega_2^2}{\nu_0 v_{0g}} \cdot \frac{h v_{0p}}{\phi_2 - \phi_i}\right] \cdot \frac{\alpha^2}{4\pi^2} = \left[\;\right] \frac{\omega_2^2 - \omega_i^2}{\omega_2^2} \cdot \frac{i}{4\pi^2} \qquad (104.)$$

$$\mathfrak{M}_p = \left[\frac{\omega_i \omega_2 - \omega_2^2}{\nu_0 v_{0g}} \cdot \frac{h v_{0p}}{\phi_2 - \phi_i}\right] \cdot \frac{\alpha^2}{4\pi^2} \cdot \frac{i}{\sqrt{3 \cdot e^{-2\pi}}} = \left[\;\right] \sqrt{\frac{\omega_2^2 - \omega_i^2}{\omega_2^2}} \cdot \frac{i}{4\pi^2 \cdot \sqrt{3 \cdot e^{-2\pi}}}$$

$$\underset{\sim}{m} = \left[\frac{\omega_i \omega_2 - \omega_2^2}{\nu_0 v_{0g}} \cdot \frac{h v_{0p}}{\phi_2 - \phi_i}\right] \cdot i = \left[\;\right] \cdot i$$

d.i.:

$$m_0 = \frac{\beta^2}{4\pi^2} \cdot \left[\;\right] \cdot \frac{m_0}{m_0} \qquad (105.)$$

$$\mathfrak{M}_p = \frac{\beta^2}{4\pi^2} \cdot \left[\;\right] \cdot \frac{\mathfrak{M}_p}{m_0}$$

$$\underset{\sim}{m} = \frac{\beta^2}{4\pi^2} \cdot \left[\;\right] \cdot \frac{\underset{\sim}{m}}{m_0}$$

**Umformung des Klammerausdruckes aus (104.) und (105.) ergibt:**

$$\left[\frac{\omega_1\omega_2-\omega_2^2}{\nu_0 v_{0g}}\cdot\frac{h v_{0p}}{\phi_2-\phi_1}\right] = \left[\frac{v_{0p}v_{0g}-v_{0p}^2}{\nu_1 v_g}\cdot\frac{h v_{0p}}{\phi_2-\phi_1}\cdot\frac{(\omega_1-\omega_2)\omega_2^4}{v_{0p}^2\,\omega_1^3}\right] \qquad (106.)$$

**Den letzten Faktor der rechten Klammer wandeln wir passenderweise ab gemäss:**

$$\frac{(\omega_1-\omega_2)\cdot\omega_2^4}{v_{0p}^2\cdot\omega_1^3} = \frac{f\delta}{c^2}\cdot\frac{\omega_2^2\sqrt{1-\beta^2}}{(v_{0p}-v_{0g})^2} = \frac{\omega_1^2-\omega_1\omega_2}{(v_{0p}-v_{0g})^2} \qquad (107.)$$

**(106.) reduziert sich so zunächst glatt auf den in (72.) benützten Ansatz für $\underset{\sim}{m}$ , d.i.:**

$$\left|\frac{v_{0p}v_{0g}-v_{0p}^2}{\nu_1 v_{0g}}\cdot\frac{h v_{0p}}{\phi_2-\phi_1}\cdot\frac{f\delta}{c^2}\cdot\frac{\omega_2^2\sqrt{1-\beta^2}}{(v_{0p}-v_{0g})^2}\right| = \frac{\omega_2^2 h}{\nu_0 v_{0g}^2} = \frac{4\pi^2}{\alpha^2}\cdot m_0 = \underset{\sim}{m} \qquad (108.)$$

**Andererseits wird wegen:**

$$\left(\frac{h v_{0p}}{\phi_2-\phi_1}\cdot\frac{f\delta}{c^2}\cdot\frac{\omega_2^2\sqrt{1-\beta^2}}{(v_{0p}-v_{0g})^2}\right) = \frac{m_0}{\sqrt{1-\beta^2}}\cdot\frac{2\pi\omega_2}{(v_{0p}-v_{0g})} = m\cdot\frac{2\pi\omega_2}{(v_{0p}-v_{0g})} \qquad (109.)$$

**und mit Rücksicht auf die Rayleighsche Beziehung:**

$$\frac{1}{v_g} = \frac{d\left(\frac{\nu}{v_p}\right)}{d\nu} = \frac{1}{v_p} - \frac{\nu}{v_p^2}\cdot\frac{dv_p}{d\nu} \qquad (110.)$$

**d.i.**

$$\frac{dv_p}{d\nu} = \frac{v_p v_g - v_p^2}{v_g}\cdot\frac{1}{\nu} \qquad (111.)$$

**derzufolge nur dann $v_p = v_g$ ist, wenn $\frac{dv_p}{d\nu} = 0$ , d.h. wenn Dispersion fehlt:**

$$\underset{\sim}{m} = \frac{dv_{0p}}{d\nu}\cdot m\cdot\frac{2\pi\omega_2}{(v_{0p}-v_{0g})}$$

$$= \frac{dv_{0p}}{d\nu}\cdot m_0\cdot\frac{2\pi\omega_1}{(v_{0p}-v_{0g})} \qquad (112.)$$

$$= \frac{dv_{0p}}{d\nu}\cdot\frac{\omega_1\omega_2\cdot h}{(v_{0p}-v_{0g})c^2}$$

Ueberleitend auf die mit (84.)(85.) und im Anschluss daran vorweggenommenen kritischen Relationen betrachten wir eine Wellengruppe:

$$u(xyzt) = \iiint d\xi\, d\eta\, d\zeta \cdot a(\xi\eta\zeta)\, e^{\frac{2\pi i}{h}(Et-(x\xi+y\eta+z\zeta))} \quad (113.)$$

die dadurch zustande kommt, dass innerhalb eines Impulsraumelementes $\Delta p_x$, $\Delta p_y$, $\Delta p_z$, bezw. identisch innerhalb $\Delta\xi$, $\Delta\eta$, $\Delta\zeta$. für jedes zugeordnete bestimmte p eine Welle von der Form:

$$a\cdot(\xi\eta\zeta)\cdot e^{\frac{2\pi i}{h}(Et-(x\xi+y\eta+z\zeta))} \quad (114.)$$

angesetzt wird. a ist eine komplexe Grösse $|a|\cdot e^{i\delta}$, welche Amplitude und Phasenkonstante in sich vereinigt. $|a|$ und $\delta$ sollen von den $\xi\eta\zeta$ abhängen können. Die physikalisch notwendige geeignte Wahl der Funktion a gelingt in bekannter Weise auf Grund des Rayleighschen Theorems. Die diesbezüglich im Atomismus der Materie in Erscheinung tretende Begrenzung behandeln wir anschliessend:

Sind a,b,c positive Konstante, und ist $b^2 - ac \gtreqless 0$, so genügt eine in der Zeit periodische Funktion:

$$u = \varphi(x)\cdot e^{ipt} \quad (115.)$$

der Telegraphengleichung:

$$a\cdot\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + 2b\frac{\partial u}{\partial t} + cu = \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \quad (116.)$$

wenn:
$$(c - ap^2 + 2bpi)\varphi = \frac{d^2\varphi}{dx^2} \quad (117.)$$

d.i. mit:
$$ap^2 - c - 2bpi = k^2 \quad (118.)$$

bei:
$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} + k^2\varphi = 0 \quad (119.)$$

$k$ ist im allgemeinen komplex. Wir setzen: $k = \alpha - i\beta$ und

erhalten durch Trennung des reellen und imaginären Teiles:

$$\alpha^2 - \beta^2 = ap^2 - c \;, \quad \alpha\beta = bp. \qquad (120.)$$

mit:

$$\alpha = \sqrt{\frac{1}{2}\left(\sqrt{4b^2p^2 + (ap^2 - c)^2} + ap^2 - c\right)} \qquad (121.)$$

und:

$$\beta = \sqrt{\frac{1}{2}\left(\sqrt{4b^2p^2 + (ap^2 - c)^2} - (ap^2 - c)\right)} \qquad (122.)$$

Für $p \geqslant 0$ sind $\alpha$ und $\beta$ von null verschieden. Die Wurzeln nehmen wir mit dem positiven Vorzeichen.

Die Lösungen von (119.) sind:

$$\cos kx \,, \; \sin kx \; \text{oder} \; e^{ikx} \,, \; e^{-ikx} \,. \qquad (123.)$$

Die beiden linken Funktionen beschreiben stehende, die beiden rechten fortschreitende Wellen.

Uns interessieren die letzteren und wir setzen:

$$u = e^{i(pt - kx)} = e^{-\beta x} e^{i(pt - \alpha x)} \qquad (124.)$$

Der reelle Teil:

$$e^{-\beta x} \cos(pt - \alpha x) \qquad (125.)$$

gibt eine in der positiven Abszissenrichtung fortschreitende gedämpfte Welle wieder mit $T = \frac{2\pi}{p}$, $\lambda = \frac{2\pi}{\alpha}$, $v_p = \frac{p}{\alpha} = \frac{\beta}{b}$.
In konstanten Abständen fällt die Amplitude in konstantem Verhältnis.
Pro Wellenlänge beträgt ihr Verlust: $e^{-\frac{2\pi\beta}{\alpha}}$. Im Abstande der Relaxationsstrecke $\frac{1}{\beta}$ wird sie im Verhältnis 1:e reduziert.
Vorliegendenfalls trennen wir zwischen den beiden Grenzfällen:

$$b^2 - ac = 0 \;, \qquad (126.)$$

und:

$$b^2 - ac = b^2 \,. \qquad (127.)$$

Verschwindet die Diskriminante $b^2 - ac$, so wird: $v_p = \frac{p}{\alpha} = \frac{1}{\sqrt{a}}$, und es fehlt Dispersion. Es bleibt eine Dämpfung. Da diesel-

be jedoch für alle Wellenlängen gleich ist, so breitet sich die Störung ohne Verzerrung aus.

Gilt hingegen: $b^2 - ac = b^2$, wobei a = c = null ist, so wird nach (120.): $\alpha = \beta = \sqrt{bp}$ entsprechend: $v_p = \sqrt{\frac{p}{b}} = \frac{p}{\alpha} = \frac{1}{\sqrt{a}}$. und der Verlust der Amplitude pro Wellenlänge beträgt identisch dem Falle der reinen Diffusion $e^{-2\pi}$, und die Telegraphengleichung, welche wir jetzt in expliziter Form:

$$KL \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + (KR + LS)\frac{\partial u}{\partial t} + RSu = \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \qquad (128.)$$

mit a = KL, c = RS, 2b = KR + LS gegenüber der allgemeinen Gleichung:(116.) wiederholen, wobei K die Kapazität, L die Selbstinduktion pro Längeneinheit, R den Widerstand und S die Ableitung pro Längeneinheit bedeuten, geht bereits mit $a \to 0$, identisch der Vernachlässigung der Selbstinduktion, in die allgemeine Form der Wärmeleitungsgleichung:

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} + \frac{S}{K}\varphi = \frac{1}{RK} \cdot \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} \qquad (129.)$$

über. Mit gleichzeitig c = 0, identisch der Vernachlässigung der Ableitung, ergibt sich die Fouriersche Wärmeleitungsgleichung:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{1}{KR}\Delta u = a^2 \Delta u \qquad (130.)$$

d.i.:

$$c\rho \frac{\partial \varphi}{\partial t} = \varkappa \Delta \varphi \quad (\varkappa = konst.) \qquad (130'.)$$

die auch die Theorie der Diffusion beherrscht.

Für stationäre Strömung geht (130.)(130'.) über in die Laplacesche Differentialgleichung:

$$\Delta \varphi = 0, \qquad (131.)$$

woraus sich die durchgehenden potentialtheoretischen Zusammenhänge eindeutig manifestieren.

Sind Quellen vorhanden, so gilt schliesslich die Poissonsche Gleichung:

$$\Delta \varphi = -e. \tag{132.}$$

in der die Quellendichte e eine gegebene Punktfunktion bezeichnet.

Eine Verallgemeinerung von (132.) ist die inhomogene Wellengleichung:

$$\Box \varphi + 4\pi\rho(x,y,z,t) \equiv \Delta\varphi - \frac{1}{a^2}\cdot\frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2} + 4\pi\rho = 0. \tag{133.}$$

und damit unter den bekannten Bedingungen die inhomogene Schwingungsgleichung:

$$\Delta\varphi + k^2\varphi + 4\pi\rho = 0. \tag{134.}$$

Für unendlich ausgedehnte Grundgebiete zeigte Sommerfeld, dass die Lösung der homogenen oder inhomogenen Schwingungsgleichung unter Berücksichtigung besonderer Ausstrahlungsbedingungen im Unendlichen, d.i. für den dreidimensionalen Fall mit:

$$\lim_{r\to\infty} r\left(\frac{\partial\varphi}{\partial r} + ik\varphi\right) = 0. \tag{135.}$$

und im Rahmen einer bestimmten, jeweils zusätzlichen Endlichkeitsvoraussetzung, die neben (135.) bsplsw. darin besteht, dass $r\varphi$ beschränkt bleibe, eindeutig bestimmt ist.

Wir wollen die auf diese Weise geschaffene Situation für unsere Zwecke hier noch von einem etwas anderen Gesichtspunkte aus betrachten. Grundgebiet sei die nach beiden Richtungen unendliche Gerade. Eine Lösung der Differentialgleichung:

$$\Delta u + k^2 u = 0, \quad k > 0. \tag{136.}$$

ist dann die Greensche Funktion dieser Gleichung. Sie besitzt im Punkte $x = \xi$ die Quelle 1 und genügt im Unendlichen der Sommerfeldschen Ausstrahlungsbedingung des eindimensionalen Falles.

Bopp.

Es ist:

$$\Gamma(x,\xi) = \begin{cases} \dfrac{e^{-ik(x-\xi)}}{2ik} & \text{für } x \geqq \xi \,. \\ \dfrac{e^{ik(x-\xi)}}{2ik} & \text{für } x \leqq \xi \,. \end{cases} \qquad (137.)$$

bezw. im bekannter einheitlicher Darstellung:

$$\Gamma(x,\xi) = \frac{i}{2\pi} \int \frac{e^{i(x-\xi)z}}{z^2-k^2}\, dz \qquad (138.)$$

Hinsichtlich der gegenüber dem Begriffe der Greenschen Funktion symmetrieerhaltenden Qualitäten der für unendliche Grundgebiete angesetzten Ausstrahlungsvoraussetzungen erinnern wir uns daran, dass wir uns bei der Wiedergabe der im Bereiche eines Grenzaktes gültigen Verhältnisse auf dem im Uebergange von Seite 30 auf Seite 31 erwähnten Boden befinden. Die Identität des Extremfalles mit den Voraussetzungen des Riemann-Hugenietschen-Phänomens wird evident.

Wir geben erläuternd eine kurze Zusammenfassung und gehen aus von der Lagrangeschen Darstellung der hydrodynamischen Grundgleichungen. Die unserer Betrachtung zugrundeliegende Unstetigkeit ist voraussetzungsgemäss von der 2-ten Ordnung:

Bezeichnet $\omega$ das Dilatationsverhältnis und $\omega/\varrho_0$ das spezifische Volumen mit $\varrho_0$ = konst., so lautet die Kontinuitätsgleichung:

$$\omega = \frac{\varrho_0}{\varrho} = \frac{\partial u}{\partial a} \qquad (139.)$$

und die zufolge der Berücksichtigung endlicher Verschiebungen nunmehr massgebliche nichtlineare Form der Wellengleichung wird:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = -\varphi'(\varrho)\frac{\partial \log \varrho}{\partial u} = \frac{\varphi'(\varrho)}{\omega}\cdot\frac{\partial \omega}{\partial u} = \psi(\omega)\frac{\partial^2 u}{\partial a^2} \qquad (140.)$$

wenn:

$$\psi(\omega) = \frac{\varphi'(\varrho)}{\omega^2} \qquad (141.)$$

mit dem unabhängigen Variablen a und t.

Die Gleichung der Charakteristiken ist:

$$\left(\frac{da}{dt}\right)^2 = \psi(\omega) = \psi\left(\frac{\partial u}{\partial a}\right). \qquad (142.)$$

Durch Differentiation längs der Charakteristiken, wobei a als eine durch (142.) definierte Funktion von t zu gelten hat, erhält man:

$$\frac{d}{dt}\cdot\left(\frac{\partial u}{\partial t}\right) - \frac{da}{dt}\cdot\frac{d}{dt}\cdot\left(\frac{\partial u}{\partial a}\right) = 0. \qquad (143.)$$

Mit:

$$\int\sqrt{\psi(\omega)}\cdot d\omega \doteq \chi(\omega), \left\{\chi'(\omega)\right\}^2 = \psi(\omega) \qquad (144.)$$

geht (142.) über in:

$$\frac{da}{dt} = \pm\,\chi'(\omega) = \pm\,\chi'\left(\frac{\partial u}{\partial a}\right) \qquad (145.)$$

Es folgern damit zwei Scharen von Charakteristiken und (143.) wird zu:

$$\frac{d}{dt}\cdot\left(\frac{\partial u}{\partial t}\right) \pm \chi'\cdot\left(\frac{\partial u}{\partial a}\right)\cdot\frac{d}{dt}\cdot\left(\frac{\partial u}{\partial a}\right) = 0. \qquad (146.)$$

d.i. integriert:

$$\left.\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + \chi\cdot\left(\frac{\partial u}{\partial a}\right) &= \xi \\ \frac{\partial u}{\partial t} - \chi\cdot\left(\frac{\partial u}{\partial a}\right) &= \eta \end{aligned}\right\} \qquad (147.)$$

$\xi$ bezw. $\eta$ bleiben längs einer Charakteristik der 1-ten resp. 2-ten Schar konstant, und (147.) besagt, dass die Integralflächen der Differentialgleichung (140.) abwickelbar sind.

In einer Anordnung, in der $\xi$ und $\eta$ neue Variable darstellen, nimmt (140.) die Normalform:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial\xi\,\partial\eta} = G\left(\xi, \eta, u, \frac{\partial u}{\partial\xi}, \frac{\partial u}{\partial\eta}\right). \qquad (148.)$$

des hyperbolischen Typus an, die nach der Riemannschen Methode integriert werden kann.

Parallele Ebenen zu den Tangentialebenen der abwickelbaren Fläche (147.) durch einen festen Punkt hüllen einen für sämtliche Integralflächen gleichen Kegel ein. Die mit diesem Kegel zusammenfallende Integralfläche stellt eine zu einer kritischen Beschleunigung einer Fläche a gehörende Unstetigkeitswelle 2-ter Ordnung dar, wobei sich die Rückkehrkante der Integralfläche, an der die Bewegung eine Singularität hat, auf einen einzigen Punkt Q reduziert, in dem sich die auftretenden Wellen verschiedener Geschwindigkeiten in einem bestimmten Augenblick unter Auslösung des Riemann-Hugoniotschen-Phänomens treffen, bezw. überholen.

Dem so ausgezeichneten Punkte Q entspricht andererseits unter Bedingungen, bei denen (140.) der Form (148.) genügt, eine zu einer Grundlösung $G(\xi,\eta,\xi,\eta.)$ der gegebenen und mit Bezug auf den Exremfall selbstadjungierten Gleichung gehörige Singularität auf den Charakteristiken, bezw. Bicharakteristiken.

Ein Grenzakt lässt sich somit nach der Art der bekannten graphischen Darstellung des Huygenschen Prinzips wiedergeben. Es besteht ein Dopplereffekt, und das potentialtheoretische Verhalten an der Grenze ist zwanglos auf eine relativistische Problemstellung abbildbar.

Wir beachten, dass dem relativistischen Gesichtspunkte mit Bezug auf eine im Mechanismus eines Grenzaktes figurierende Masse in jedem Falle durch eine Summation der Mengenergiebigkeiten von Elementarquellen adäquat genügt werden kann, so dass speziell unter Ansatz der Verhältnisse beim Wellenpaket und für die von uns diesbezüglich aufgestellte

Parallele zum Riemann-Hugoniotschen-Phänomen unter Bedingungen, bei denen (140.) der Form (148.) genügt, das Bild einer Häufung, bezw. einer Kondensation, zulässig wird.

Während oben die Sommerfeldschen Ausstrahlungsbedingungen die Eindeutigkeit der Lösung der Schwingungsgleichung für unendliches Grundgebiet dadurch erzielen, dass sie durch Verbot jeglicher Energiezufuhr aus dem Unendlichen einen Zustand schaffen, der dem Ausfallen konvergierender fortschreitender Wellen gleichkommt, erkennt man, dass die von uns eingeführte Kondensation demgegenüber im vollem Umfange dem Auftreten von aus dem Unendlichen einstrahlenden Wellen gleichzuwerten ist, so dass die Eindeutigkeit des Problems gleichlaufend eine geeignet modifizierte Sicherstellung voraussetzt.

Man sieht ohne weiteres ein, dass diese letztere Forderung sich stets auf eine Dämpfung, bezw. identisch auf eine passende Zustandsverteilung in der Energie begründen lässt.

Die entsprechenderweise anzusetzenden diffusionstheoretischen Zusammenhänge sind ähnlich denen, die uns aus wellenmechanischen Aufgaben geläufig sind, wo Dichteänderungen aus dem Interferenzspiel der einzelnen Wellen eines Wellenpaketes hervorgehen.

Definitionsgemäss genügt die gültige $\psi$ -Verteilung der Wellengleichung, d.i. gegebenenfalls (140.) bezw. (148.). Das für die Schwingungsgleichung als Spezialfall der Wellengleichung eingeführte Prinzip der Eindeutigkeitswahrung überträgt sich dabei im Sinne einer Extremalforderung durchgehend unverändert, und die gleichzeitig identisch mitgeführte Unstetigkeit 2-Ordnung garantiert die oben auf Q projizierten Singularitäten.

Das Gesamtproblem kann, wie wir hier zeigen wollen, als

ein vornehmlich potentialtheoretisches angesprochen werden. Es ist evident, dass eine auf die vorgegebene Art dem Eindeutigkeitsprinzip exakt, bezw. nach Massgabe einschränkender Umstände hinreichend genau genügende $\psi$-Verteilung den untersuchten Aufgabenkreis selbsttätig auf den Gültigkeitsbereich der gewöhnlichen Potentialgleichung reduziert. Eine strenge Betrachtung der Verhältnisse zeigt demgegenüber, dass im unendlichen Grundgebiete keine entsprechenden, voneinander vollkommen unabhängigen Systemzustände vorkommen können. Für einen dort irgendwie eingeleiteten Schwingungsvorgang wird die nachfolgende und für das aus sich analytisch progressive Prinzip der Eindeutigkeitswahrung massgebliche Zustandsverteilung in der Energie, besonders, wenn noch Unstetigkeiten der obigen Art mitspielen, den extremalen Charakter euklidischer, resp. pseudoeuklidischer Relationen zunehmend damit verlieren, je weiter das Mass der Abhängigkeiten, und hiermit der Freiheitsgrade, durch die Grösse der Störung und die Ausdehnung des Grundgebietes, - aus der wir auch den unendlich fernen Anteil, auf den ein kontinuierliches Eigenwertspektrum kräftefreier Bewegung entfällt, streng gesehen nicht ausschliessen dürfen, - bezw. im parallelem Zusammenhang, durch die Dichte der Terme spektraler Bereiche anwächst.

Diese Verhältnisse können u.a. zweckdienlich tensoriell nach Funktionen $g_{ik}$ allgemeiner Koordinaten $X^i$ approximiert werden. Auch hier bestimmen dann diese $g_{ik}$, ähnlich den gleichbezeichneten variablen Koeffizienten der Massbestimmung in der allgemeinen Relativitätstheorie, die Erscheinungen der Gravitation.

Einem spektral dichten Bereiche, wie wir ihn im obigen

Sinne chematisiert aus einem in bekannter Art unterbrochenen Eigenwertspektrum im unbegrenzten periodischen Potentialfeld heraus betrachten mögen, und dessen Terme mit wachsendem Potential einem Grenzwerte zustreben, welcher für $U = \infty$ schliesslich als ein nach seiner Entartungszahl durch das wirksame Grundgebiet bestimmter Eigenwert $E_\kappa$ anzusprechen ist, werden wir, soweit die ihm eigenen Wahrscheinlichkeitsfunktionen als Verteilungen: $\psi_\kappa = u_\kappa . e^{2\pi i E_\kappa t/h}$ der Relation:

$$\iiint |\psi(x,y,z,t)|^2 \cdot dx.dy.dz = 1 \qquad (149.)$$

ausreichend genau genügen können, praktisch immer ein quasi kontinuierliches Wahrscheinlichkeitspaket zuordnen dürfen, das in integraler Darstellung identisch sein muss mit einer Funktion: $\sum c_\kappa \cdot \psi_\kappa \cdot e^{2\pi i E_\kappa t/h}$ und mithin ein Wellenpaket festlegt. Die $c_\kappa$ übernehmen im Falle der Messung die statistische Regelung der Uebergänge von im quantenmechanischen Sinne energetisch nicht definierten Zuständen in stationäre von definierter Energie.

Auf eine beliebige, derart zu umschreibende diskrete Situation und ihre allernächste Umgebung lassen sich also praktisch zwanglos stets euklidische, resp. pseudoeuklidische Raumverhältnisse abbilden, die allerdings ausserhalb dieser ausschnittweisen, d.i. durch Loslösung aus dem Gesamtzusammenhange gewonnenen Betrachtung ihre Gültigkeit in jeder Hinsicht zugunsten der von uns oben gegenüber den strengen Voraussetzungen für die Existenz des Wellenpaketes gezeigten allgemeinsten Relationen verlieren.

Ein wesentlicher Zug unserer diesbezüglichen Ansätze ist ihre sozusagen automatische Befriedigung der durch die atomistische Struktur der Materie aufgeworfenen engeren und

weiteren Probleme. Die dabei aus natürlicher Verallgemeinerung unmittelbar abzuleitenden und mit der Wirklichkeit, z. B. dem Hubbelschen Resultat, trefflich übereinstimmenden kosmologischen Konsequenzen müssen wir als unserer eigentlichen Aufgabe fernliegend übergehen. Das grundlegende kinematische Abbild aller einschlägigen Erscheinungen ist erwartungsgemäss der Fall der reinen Diffusion, also eine klassische Situation. - Aus diesen Zusammenhängen verstehen wir u. a. auch die Darstellung des Schwankungseffektes bei der Hohlraumstrahlung:

$$\overline{\Delta E_0^2} = E_0 h\nu + \frac{c^3}{8\pi\nu^2 d\nu} \cdot \frac{E_0^2}{V_0} . \qquad (150.)$$

Die Glieder der Gleichung (150.) erscheinen für uns unter völlig einheitlichem Gesichtspunkte. -

Als hierher gehöriges Beispiel haben wir zunächst einen wichtigen Fall herauszugreifen, dessen Einordnung in die vorgezeichnete Regel sich nicht in allen Teilen allzu offensichtlich bekundet. Es handelt sich um das Existenzgesetz der elektrischen Elementarteilchen.

Auf Grund der bekannten formalen Voraussetzungen lassen sich für die wechselseitige Umwandlung von Strahlung in elektrische Elementarteilchen über hydrodynamische Aehnlichkeitsbetrachtungen, wie wir solche an die Relationen (84.)(85.) anschlossen, behelfsmässig erste, für weitere Schritte nützliche Modellvorstellungen entwickeln. Wir glauben die Einzelheiten hierfür als allgemein gegeben voraussetzen zu dürfen. Zu erinnern haben wir uns dann in der Folge besonders noch an die oben vermittelten Zusammenhänge zwischen den Gleichungen (130.) und (119.) einerseits und diesen beiden mit (115.) und (116.) bezw. (128.) andererseits. (119.) folgt aus (130.) direkt, indem man die letztere Gleichung in zwei Gleichungen

für je x und t allein zerlegt. Wir werten (119.) gegebenenfalls als die für alle monochromatischen Schwingungsvorgänge charakteristische Gleichung mit k als Wellenzahl. Im Grenzfalle gilt: $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ bezw.: $k = \frac{2\pi}{h} \cdot \sqrt{2m.E}$ ; $k^2 = bp$ gemäss (120.) führt nach den Vorgängen auf S.35/37 zu (127.) mit a = c = null und entsprechend für (125.) resp. (119.) auf das Dämpfungsbild der reinen Diffusion und den Anschluss an (84.)/(86.) etc..

Zu unserem Energieeigenwertspektrum gelangen wir mit k über Eigenfunktionen: $u(x) = e^{ikx} . v(x)$ der einzelnen Eigenwerte, wo v(x) eine periodische Funktion mit der Periode d des vorhandenen Potentialfeldes gemäss: $v(x + \varkappa . d) = v(x)$, $\varkappa = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots$ bezeichnet.

Halten wir schliesslich noch zu der Feststellung, dass für ein Strahlenbündel bei seiner Ausbreitung die Anzahl der Lichtquanten gemäss: $E/h\nu$ = konst. erhalten bleibt, so können wir uns auf Grund unserer bisherigen Ueberlegungen an die alte Frage nach dem Zusammenhalt der elektrischen Elementarteilchen heranwagen.

Die etwas abschreckende Rolle, die bei diesem Problem dem nicht einfachen Zahlenverhältnis aus der Gegenüberstellung der schweren Masse des Elektrons und seiner Ladung gemäss: $e/m\sqrt{k} \approx 2.10^{21}$ immer zukam, ist bekannt.

Es lässt sich, wie wir zeigen wollen, als sinnvoll vertreten, die Relation: $e/m\sqrt{k}$ wie folgt in Anwendung zu bringen:

$$\frac{e}{m \cdot \sqrt{K}} \cdot \frac{h\nu_\eta}{E} = Konst. = i \qquad (151.)$$

bezw. zu schreiben:

$$e = \pm m_0 \sqrt{K} \cdot \frac{m_0 c^2}{\eta} = \pm \frac{m^2(c^2 - v^2)\sqrt{K}}{\eta} = \pm Konst. \qquad (152.)$$

Der Zusammenhang von $E/h\nu_\eta$ mit (150.) liegt klar.

Eine bemerkenswerte Lesart von (151.)(152.) ergibt sich, wenn wir $h\nu_\eta = \eta$ als kinetische Nullpunktsenergie des Energiezentrums eines Bündels annehmen. Durch Umrechnung erhalten wir dann für die Maximalgeschwindigkeit $v_{max.}$ dieses Zentrums beim absoluten Nullpunkt unter Zugrundelegung der von uns gewählten Normierung von (151.) auf: konst. = 1 gegenüber der entsprechenden, aus den Daten für Silber, d.i. $v_{max. Ag} = 1{,}39.10^{8}$ cm.sec$^{-1}$ = 5,5 e-Volt und $n = 5{,}9.10^{22}$, für Dichtegleichheit extrapolierten maximalen Nullpunktsgeschwindigkeit freier Elektronen eine im Bereiche der Fehlergrenze als absolut anzusprechende, d.i. numerisch 90%-ige Uebereinstimmung der Werte. Wir errechnen aus Silber 0,59 cm.sec$^{-1}$ gegenüber 0,66 cm.sec$^{-1}$ aus $\eta$. Die für die Umrechnung aus Silber benützte Gleichung ist die triviale:

$$v_{max.} = \frac{p_{max.}}{m} = \left(\frac{3}{4\pi}\right)^{1/3} \cdot \frac{h}{m g^{1/3}} \cdot \left(\frac{N}{V}\right)^{1/3} \qquad (153.)$$

Wir stossen, wie man sieht, durchgängig auf die nämlichen, ab S.42 behandelten diffusionstheoretischen und damit die Energieverteilung führenden Zusammenhänge. In diesem Rahmen wird $v_\eta$ als Grenzgeschwindigkeit mit derjenigen der Lichtausbreitung in mancher Hinsicht vergleichbar. Man kann sogar mit einem gewissen Recht versucht sein, den Ausdruck $c/v_\eta$ als Reynoldschen Parameter aufzufassen. Jedenfalls aber bestätigen unsere Betrachtungen einerseits die bei der Umwandlung von Strahlung in elektrische Elementarteilchen bekannt gewordenen Tatsachen, d.i. bsplsw. die Voraussetzung einer kritischen Mindestenergie und damit einer kritischen Grösse $E_0/h\nu_\eta$, wie sie in (151.)(152.) festgelegt wurde. Den Verlauf des Prozesses in einem stark veränderlichen Felde haben wir auf S.44 und vorgängig schematisch berücksichtigt. - Andererseits erwarten wir wegen der strengen Ansprüchen gegen-

über unbedingt zu beachtenden, absoluten Unteilbarkeit des wirksamen Grundgebietes für Erwartungseffekte von der Art zeitlich hinreichend kurzer Kerrzellenunterbrechungen beim Licht genau das experimentelle Ergebnis, welches keine Teilenergie von Quanten, sondern lediglich eine Aufspaltung bezw. Verbreiterung einer ursprünglich monochromatischen Linie, wie sie der Modulation durch die aufgeprägte Frequenz der überlagerten Amplitudenschwankung entspricht, feststellen lässt.

Das von uns bis hierher Zusammengetragene enthält an sich in loser Form den Stoff, der ausreicht, auf die Lösung der unserem Thema zugrunde gelegten Aufgabe einzutreten. Wir bemerken dazu, dass die Unterdrückung der Pflege von Details zur Vermeidung endloser Wege und Schwierigkeiten aller Art ebenso notwendig war, wie die Distanzhaltung von Bekanntem und Anerkanntem. Der Anschluss an das Letztere ist leicht. Zweckdienlich durften wir uns darum die nötige Arbeit ersparen.

Die eingangs aus sehr begrenzt formalen Gründen eingeführte Verquickung Reynoldscher Zahlen mit kritischen Relationen des Atomismus der Materie erwies sich für uns inzwischen als von tieferer, allgemein gültiger Bedeutung. Zum zuletzt genannten Parameter $c/v_\eta$ resp. $c^2/v_\eta^2$ aus (151.)(152.) haben wir hier mit Rücksicht auf frühere Angaben wenigstens noch die nachstehenden beiden numerischen Beispiele zu (85.)(86.) aufzugeben:

$$\frac{c^2}{v_0^2} = (8 \cdot 2\eta e)^2 = \frac{v_p}{v_g} \qquad (154.)$$

$$R = \frac{1}{16}(8 \cdot 2\eta e)^2 = \frac{c_n}{c_K} \qquad (155.)$$

Man entnimmt diesen identisch zu (85.) unmittelbar die weiter oben diskutierten, für den Fall der reinen Diffusion charakteristischen Amplitudenrelationen.

Das besondere Gewicht der kritischen Parameter kommt nach Lage der Dinge natürlich selbsttätig auch unseren Grenzaktdarstellungen zu.

Wir übergehen alle einfachen Modellvorstellungen. Die Natur selbst weist uns für unsere Zielsetzung mit der Grenze des periodischen Systems darüber hinaus, während gleichzeitig die bis heute bekannt gewordenen Kernspaltungsreaktionen im Einklang mit unseren Erwartungen abbrechen müssen und keine geeigneten Kettenreaktionen erwarten lassen.

Einen praktisch gangbaren Weg zur Lösung der gestellten Aufgabe sehen wir zufolge unserer bisherigen Ueberlegungen einzig in der Einleitung passender, kritischer Gruppenvorgänge, d.i. voraussetzungsgemäss in Vorgängen, wie sie auf anderer Ebene zum Erscheinungskomplexe bsplw. einer Detonation gehören. Wir setzen diese als bekannt voraus.

Ausgehend von der Spaltung z.B. von $^{238}_{92}U$ mit dem an sich weniger günstigen Wirkungsquerschnitt durch schnelle Neutronen gegenüber der Spaltung von $^{235}_{92}U$ durch thermische Neutronen, erwarten wir in Zusammenwirkung von initiiertem Extremzustand und Neutroneneinfang wegen der niedrigen erforderlichen Mindestaktivierungsenergie des $^{238}_{92}U$ einerseits und der Dauer des Verdichtungsstosses über ca. $4.10^{-6}$ sec. andererseits ein leicht erreichbares Durchschreiten temperaturunabhängiger kritischer Grenzen mit hinreichender Durchschlagsentwicklungszeit, die in der Grössenordnung von ca. $10^{-8}$ sec. angenommen werden darf. Als Initialstossverdichtungen stehen Druckäquivalente von einigen $10^{3}$ Atmosphären für freie Stossfronten und von einigen $10^{5}$ Atmosphären für Sperrfronten zur Verfügung. Es entspricht dies Feldstärken bis zu einigen $10^{10}$ Volt/cm. für das Störfeld der Sperrfrontplasmen, d.s. rund $10^{2}$- bis $10^{4}$- mal höhere Anregungen,

als die höchsten bisher bekannten theoretischen oder praktischen Durchbruchsfeldstärken. Die Erweiterung des Mechsnismus der Sperrfrontplasmen besorgt die hinzukommende Anregung durch Neutronen. Die Erzeugung dieser letzteren erfolgt aus Gründen der Ausbeute zweckmässig im Hochspannungsbetrieb, wo die $^{7}_{3}Li(d,n)2^{4}_{2}He$-reaktion bei 600 kV je mA Röhrenstrom bereits rund $2.10^{10}$ Neutronen/sec. und bei 800 kV das 5-fache hiervon zu liefern vermag. Man aktiviert diesen Vorgang gegebenenfalls im Sinne einer Stufenanregung z.B. durch gleichzeitige Hinzunahme einer $^{9}_{4}Be(^{4}_{2}He,n)^{12}_{6}C$- bezw. einer $^{9}_{4}Be(^{4}_{2}He,n)3^{4}_{2}He$-reaktion. --Unter Modifikation ihres Einsatzes können trotz ihrer sehr niederen Ausbeute für gewisse Zwecke auch natürliche Neutronenquellen zur Anwendung gelangen.-- Es gehört nicht zu unserer Aufgabe, hierüber näher zu berichten.

Es oblag uns, im Rahmen unserer Aufdeckung der leitenden Zusammenhänge und in Anpassung an unsere hauptsächlichsten, vor allem dynamisch ähnlich auf diese ausgerichteten Grenzaktdarstellungen ein praktisches Schema aufzuzeigen, in dessen Entwicklung die naszierende Höhenstrahlung als Glied einer in allen ihren Bestimmungsgrössen kritischen Zustandsfolge ihren Platz einnimmt.

Die Erzeugung schwerer Teilchen hat man darnach aus Gruppenvorgängen nach Grenzakten höherer Ordnung zu verstehen, die sich unter ganz bestimmten Gesichtspunkten aus einfacheren kritischen Akten aufbauen. In der Zwischenbilanz der Energiezirkulation herrschen als reine Varianten der eigentlichen Grenzakte Uebergangseffekte von der allgemeinen Art des Comptoneffektes.

Ohne dass wir uns in hydrodynamischen Vergleichen besonders gefallen wollen, kommen wir abschliessend nochmals auf

die Frage kritischer Grenzschichtdicken zurück. Aus (84.), (54.),(95.) und (97.) entnehmen wir für den Fall: $r/\delta = 2\,k_r$:

$$\frac{\omega_2 \delta (m_0 + m)\sqrt{2}}{c v_0} = \frac{2\pi e^2 N}{c} \qquad (156.)$$

d.i. wegen: $\frac{2\pi e^2 N}{c} = \frac{v_0 m_0}{\lambda_0^2}$

$$\delta \left(\frac{m_0}{m} + 1\right) \frac{\omega_2 \sqrt{2}}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{v_0^2 c}{\lambda_0^2} \qquad (157.)$$

bezw. nach (95.):

$$\delta = \frac{\omega_2 \sqrt{2}}{\sqrt{1-\beta^2}} \cdot \frac{\lambda_0}{v_0} = 2\pi \lambda \sqrt{2} \qquad (158.)$$

Aus früheren Aufzeichnungen entnehmen wir in Uebereinstimmung mit unseren späteren Ausführungen leicht die Voraussetzungen für den speziellen Fall: $\lambda = \delta$.

* * * * *

Meilen, den 26. Mai 1943. gez.: Anton Bopp.

Anton Bopp.

51 A

# Der Atomismus der Materie:

Beitrag zur künstlichen
Schaffung der Elementarteilchen
und ihrer Desintegrierung

von

**Anton B o p p .**
Meilen-Z'ch.

am 31. August 1955.

Anton Bopp, Ormisrain 18, Meilen-Z'ch.(Schweiz).

---

Wesen und Bildungsgesetz des Atomismus der Materie:

mit besonderer Berücksichtigung des Bildungsmechanismus der Elementareinheiten.
(Nachtrag zu den Abhandlungen über die primäre kosmische Ultrastrahlung vom 19.10.41., 17.12.41. und 26.5.43.)

Im Vorausgehenden ist gezeigt worden, wie nach den Forderungen der reinen Diffusion in Anwendung der Lesart der inhomogenen Wellengleichung und unter Berücksichtigung extremster Relativistik im elektromagnetischen Lichtfelde diejenigen Voraussetzungen auftreten, welche sich in der Verteilung der Energie mit den uns bekannten Materialisationen decken.

Von den überkommenen Bildern konnte weitgehend Gebrauch gemacht werden, wenn auch einige wesentliche Korrekturen unausweichlich wurden. So ergab die Untersuchung, dass die Postulate der allgemeinen Relativitätstheorie sich adäquat durch Dämpfungen wiedergeben lassen, so dass das Verhalten von Masse in Grenzakten durch das Bild einer Häufung oder Kondensation wiedergegeben werden kann, ohne dass den wesentlich potentialtheoretischen Grundzügen der Wiedergabe der Vorgänge Zwang angetan wird.

Während gegenüber den Sommerfeldschen Ansätzen für die Eindeutigkeit der Lösung der Schwingungsgleichung für unendliches Grundgebiet die jetzt eingeführte Kondensation in vollem Umfange dem Auftreten von aus dem Unendlichen einstrahlenden Wellen gleichkommt, so dass die Eindeutigkeit des Problems gleichlaufend eine geeignete Modifikation verlangt, erkennt man, dass diese Forderung in jedem Falle auf eine Dämpfung, bezw. identisch auf eine passende Zustandsverteilung in der Energie abgebildet werden kann. Die diffusionstheoretischen Zusammenhänge sind ähnlich denen, die uns aus wellenmechanischen Aufgaben geläufig sind, wo Dichteänderungen aus dem Interferenzspiel der einzelnen Wellen eines Wellenpaketes hervorgehen.

Es zeigte sich, dass für anschauliche Zwecke in Anlehnung an hydrodynamische Aehnlichkeitsbetrachtungen nach Akten von der Art von Resonanzakten und in extrema nach solchen von der Art des Riemann-Hugoniotschen-Phänomens mit Uebergängen von der Art des Comptoneffektes Grenzakte sich auszeichnen, die in ihren Parametern den Reynoldschen angeschlossen werden dürfen und welche die uns heute geläufigen Fundamentalakte extra- und intranuklearen Geschehens ebenso eindeutig bestimmen, wie die Verhältnisse des Makrokosmos.

Es wurde so u.a. ersichtlich, wie $\frac{c}{v}$ im Gegensatz zur bisherigen Auffassung nicht beliebiger Werte fähig sein kann, sondern in Extremfällen Grenzwerten zustrebt, während für c = v , identisch $v_g = v_p$ , wo Dispersion fehlt, rein materielle Masse nicht mehr als solche, sondern als Lichtquantenmasse existiert, und wie für ein unterstes Grenzschichtenextrem, wo $\lambda$ nach $\delta$ , identisch der Schichtdicke, konvergiert, im Falle eines Grenzaktes von der Art des Riemann-Hugoniotschen-Phänomens als kleinste quasi materielle Masse das Elektron in seiner positiven und negativen Existenzform mit der aus der Paarbildung bekannten Grenzenergie aufzutreten vermag, während in einem gleichartigen Spiele höherer Ordnung, d.i. mit $R = (8 \cdot 2\pi e)^2$ als tiefster streng materieller Reynoldstabilität, das Wasserstoffatom $H^1$ auftreten muss.

Die Natur der Ladung der elektrischen Elementarteilchen als eines blossen und unmittelbaren Ausflusses ihrer Bauart und ihres entsprechend noch immensen direkten und perpetuellen Zusammenhanges mit dem Grundgebiete ihrer Erzeugung im elektromagnetischen Grenzfelde wurde nebenbei evident und ist im Zusammenhange mit der gravimetrischen Wesensäusserung von Masse unter (151.) bis (152.) und Folge, d.i. mit:

$$\frac{e}{m \cdot \sqrt{K}} \cdot \frac{h\nu_\eta}{E} = Konst. = 1. \qquad (151.)$$

bezw.:

$$e = \pm m_0 \sqrt{K} \cdot \frac{m_0 c^2}{\eta} = \pm \frac{m^2 (c^2 - v^2) \sqrt{K}}{\eta} = \pm Konst. \qquad (152.)$$

unitär dargestellt. Der Wert für $\eta$ , identisch der kinetischen Nullpunktsenergie des Energiezentrums eines Bündels, wurde an Silber einwandfrei bestätigt.

Das wahlfrei als positiv bezeichnete Positron findet in diesem Rahmen seine richtige, der Beobachtung entsprechende Zuordnung zu seiner Umgebung, d.i. gegebenenfalls seine Assimilierung nach der Seite fallender Charakteristik, bezw. gegenüber materieller Masse, also auch Kernen, und die richtige Deutung seiner Stabilität.

Ein möglicherweise frei gebildetes Paar = $2m_0c^2 \approx 1$ MeV. wäre also ohne begleitende geeignete Randbedingungen gleichzeitig das unterste radioaktive Glied materieller Struktur der Energie mit dem Massendeffekte sehr angenähert gleich null.

Aus der Sättigungsbreite, wie sie sich anschliessend aus Reynoldstabilitäten und Kernmassendeffekten ergibt, folgert für den Aufbau des Wasserstoffatomes $H^1$ aus Elektronenrestmassenwerten = $m_0$ , bezw. Paaren, und ihren respektiven Lichtquantenäquivalenten ein Massendeffekt von $2m_0c^2$ . Als intermediär dabei auftretender Zustand figuriert eine Masse, die, wie nachstehend gezeigt wird, derjenigen des Neutrons exact entspricht.

Der entsprechende Massendeffekt errechnet sich aus (85.) und der zugehörigen Reynoldstabilität (154.), d.i. aus:

$$R^{*} = 16\,R = (8 \cdot 2\pi e)^{2} = \left(\frac{c}{v_0}\right)^{2} = \frac{v_p}{v_g} = \left|\frac{m_H}{m_0}\right|^{2} \cdot 3 \cdot e^{-2\pi} \qquad (159.)$$

zunächst jedoch brutto zu:

$$\frac{1}{16} \cdot \left|\frac{c}{v_0}\right|^{2} \cdot m_0 \cdot e^{-2\pi} = \frac{1}{16} \cdot \frac{m_H^{2}}{m_0} \cdot 3 \cdot \left(e^{-2\pi}\right)^{2} = m\vartheta_{H'} \qquad (160.)$$

$$= \frac{316}{16} \cdot 10^{-28}\,gr. \approx 2{,}2\, m_0 \,.$$

Dieser Wert, dessen doppeltem Betrage wir als Massendeffekt bei der Bildung des schweren Wasserstoffes aus $n_0$ und $H^1$ wieder begegnen, erklärt sich rasch, wenn wir für den gesamten Grundzustand plausiblerweise die gleichen kinetischen Voraussetzungen vorwegnehmen, wie sie für das Leuchtelektron des Wasserstoffes erfasst werden.

Für die kinetische Energie des Grundzustandes errechnet sich dann linear eine zugehörige Ruhemasse von rund 0,1 $m_0$ , und unter angenäherter Zulassung der Verhältnisse harmonischer Oszillation, wie dies für Grenzakte angeht, erhalten wir linear zusätzlich rund 0,1 $m_0$ Ruhemassenäquivalenz für die potentielle Energie des Zustandes, d.h. linear total 0,2 $m_0$ und dreidimensional total 0,6 $m_0$ Ruhemassenäquivalenz der vollen Oszillation des Grundzustandes.

Zweidimensional schwingt dabei die Massenäquivalenz von rund 0,4 $m_0$ in der Bildungsfläche und radial dazu diejenige von rund 0,2 $m_0$ . Das durch die Rotation der letzteren sich abbildende Elipsoid hat die erwartete Perihelbewegung und führt in seinen Bestimmungswerten zum korrekten Spin des Zustandes.

Unter der Annahme der Erhaltung der Anregung identisch der Massenäquivalenz von rund 0,6 $m_0$ beim Uebergange aus dem Grundzustande in denjenigen des Wasserstoffatomes = $H^1$ verbleibt demnach ein netto-Massendeffekt von rund 2,2 $m_0$ - 0,6 $m_0$ = 1,6 $m_0$ , und dies ist bei genauer Rechnung exakt die Massendifferenz zwischen Neutron und Wasserstoff-$H^1$ gemäss:

$n_0 - H^1 = 1{,}00899 - 1{,}00812 = 0{,}00087 \cdot 1{,}66 \cdot 10^{-24}\,gr. = 14{,}4 \cdot 10^{-28}\,gr.$
$\cong 1{,}6\, m_0$ .

Zusammen mit der inhärenten zweidimensionalen Anregung identisch rund 0,4 $m_0$ Massenäquivalenz ergänzen sich daraus die obigen 2 $m_0 c^2$.

Bei der Bildung von $H^2$ aus $n_0 + H^1$ gehen zweimal die vollen obigen Massenäquivalenzen von rund 2,2 $m_0$ als totaler Massendeffekt = rund 4,4 $m_0$ aus, wie dies lt. unten gemäss der Gleichung für den Massendeffekt und lt. Messdaten nachgewiesen und gesichert ist.

Höhere Kernfusionen verlaufen im übrigen in Uebereinstimmung mit den bisher bekannten Messungen exakt nach den Angaben der Gleichung für den Massendeffekt lt. unten.

Die bisher benützten Reynoldschen Zahlen sind die trivialen, d.s.

$$R = \frac{r_k}{r_K} = \frac{1}{16}\cdot(8\cdot 2\pi e)^2 \approx 1167\,, \qquad \text{lt. (155.)}$$

welche in der Hydrodynamik den Uebergang aus laminarer Strömung in Turbulenz beherrscht,

und: $$R^* = \frac{c^2}{v_0^2} = 136{,}63^2 \text{ resp.} \approx (136{,}5 \pm 0{,}11)^2 \qquad \text{lt. (154.)}$$

d.i. das Quadrat des Zahlenwertes der reziproken Feinstrukturkonstanten, bezw. das Quadrat des Quotienten der elementaren Impulsmomente: $p_1 = \frac{h}{2\pi}$ und $p_0 = \frac{e^2}{c}$.

Für die in einem Grenzakte mit Gültigkeit von (84.),(85.),(105.) und (159.) figurierende Grenzmasse, wo für die mittleren freien Weglängen $l_0 = \frac{\pi}{4}a = \frac{e^2}{m_0 c^2}$ die Konvergenz $l_0 \to (a = \bar{a}) \to \lambda_0$ dem Umschlage $v_g = v_p$ zukommt, konnte im Vorausgehenden in verschiedenen eingehenden Ableitungen die Masse:

$$\underset{\sim}{m} = \frac{4\pi^2}{\alpha^2} m_0 = 6{,}6\cdot 10^{-22}\,\text{gr.} \approx 3{,}73\cdot 10^{11}\,eV. \qquad (161.)$$

bestimmt werden, welche nach ihrer Entstehung als schweres Elektron bezeichnet wurde, die aber im Bereiche einer Schwankungsbreite von $\pm 2\, m_0 c^2$ als neutrale oder negativ bezw. positiv geladene materielle Masse oder ebenso als äusserst hartes Gammaquant aufzutreten vermag und in ihrer Art als Primärakt für einen Teil der Effekte der kosmischen Strahlung Verantwortung trägt.

Eine gemäss dem Aufbauprinzip der Kerne wegen Bevorzugung von Reynoldstabilitäten mögliche zweite Art von Grenzmasse hat den Wert:

$$\underset{\sim}{m}_{(\alpha)} = \frac{4\pi^2}{\alpha^2} M_{(\alpha)} = 4{,}86\cdot 10^{-18}\,\text{gr.} \approx 2{,}75\cdot 10^{15}\,eV. \qquad (162.)$$

Sie scheint als Primärakt die maximale Fundamentalenergie einer Elementareinheit zu tragen, die in kosmischer Strahlung beobachtet werden konnte. Wiederum wird sie nach der Natur ihres Grundaktes neutral, positiv oder negativ geladen sein können und auch als Gammaquant auftreten zu können. Aus ihrer stabilen Grundform aber wird sie bei ihrer ausgänglichen Anregung leicht zweifach positiv geladen gefunden werden müssen. Unter den vorn gezeigten Bedingungen für die Möglichkeit eines Grenzaktes erscheint diese Strahlung möglich als ein Akt, der aus Vorgängen in Sternen stammt, aber für T = null, d.h. in Konvergenzen dorthin, auch aus Kondensationen im Sinne der Relativistik hervorgehen kann.

Betrachten wir nun noch den Kernbau in seinem Zusammenhange mit Reynoldstabilitäten an Hand der Massendeffekte, so ergibt sich ein Bild, dem sich der als Handregel aus der angewandten Kernphysik für Deformationen roh abgeleitete Proportionalitätsfaktor der nette-Aenderung der potentiellen Energie lt. liquid drop theory of fission erwarteterweise zwanglos einordnet:

d.i.: $$\frac{2}{5} E_s \left(1 - 0{,}022 \frac{Z^2}{A}\right). \qquad (163.)$$

 

Mit $n_0$ = 1,00898 und $H^1$ = 1,00814 folgern als Massendeffekte:

für $H^2 = 0{,}00240 \cdot 1{,}66 \cdot 10^{-24}$ gr. = $39{,}84 \cdot 10^{-28}$ gr. ≈ 4,4 $m_0$.
" $H^3 = 0{,}00917 \cdot 1{,}66 \cdot 10^{-24}$ " = $152{,}22 \cdot 10^{-28}$ " ≈ 17,0 $m_0$.
" $He^4 = 0{,}03033 \cdot 1{,}66 \cdot 10^{-24}$ " = $503{,}48 \cdot 10^{-28}$ " ≈ 56,0 $m_0$.

Dazu nehmen wir noch aus Rücksicht auf Stabilitätsgrenzen den Massendeffekt der Reaktion:



$$Li^7 + H^1 \rightarrow 2\,He^4 \;,$$

der sich zu: $0{,}01835 \cdot 1{,}66 \cdot 10^{-24}$ gr. = $316 \cdot 10^{-28}$ gr. ≈ 35 $m_0$ ergibt.

Aus diesen Daten folgert nun auf Grund der Reynoldstabilitäten für den Kernaufbau das folgende Bild:

Reynoldstabilitäten bauen sich, wie vorausgehend aufgezeigt, nach singulärer und dualer Manigfaltigkeit auf Grund der fundamentalen Freiheitsgrade auf die Abzählungen: $2^3 = 8$ und $2 \cdot 2^3 = 16$.

Stabilitäten werden nach Teilchen twofold gezählt. Teile von Stabilitäten zählen sich unifold, d.i. für die Reaktion: $Li^7 + H^1 \rightarrow 2\,He^4$ bis zur ersten Stabilität = 4 Teile = Faktor 4 plus Faktor 1 für die Schale 8 bis 7, d.s. zusammen 5 Abzählungen.

Für die Massendeffekte ergibt dies:

2 $He^4$ = 8 Tle. = 2·8 = 16 Fktrn. = 16·7 $m_0$ = MD. ≈ 112 $m_0$.
1 $He^4$ = 4 " = 2·4 = 8 " = 8·7 $m_0$ = MD. ≈ 56 $m_0$.
Schale 8 bis 7 unifold:(identisch Schale 4 bis 3, s.u.)
5 Tle. = 1·5 = 5 Fktrn. = 5·7 $m_0$ = MD. ≈ 35 $m_0$.
Schale 1 (unifold 1/8 Schale 8 id. 1/8 Schale 4), d.i.:
$H^2$ = 1/8 von 35 $m_0$ (incl. radiale Osz.) = MD. ≈ 4,4 $m_0$.
$H^3$ als Differenz (excl. radiale Osz.) = MD. ≈ 17 $m_0$.
d.s. für $H^2 + H^3$ = 3 Fktrn. = 3·7 $m_0$ ohne radiale Osz..

in Uebereinstimmung mit der Wirklichkeit, d.i. obigen Werten.

Gleichung (160.) für den Massendeffekt nimmt, wie gezeigt, für die 8er und 4er Schale des Kernaufbaues bis $He^4$ resp. aus $Li^7 + H^1$ bis 2 $He^4$ die Form an:

$$MD.(s.4 = s.8) = \left(\frac{c}{v_0}\right)^2 \cdot m_0 \cdot e^{-2\eta} = \frac{m_H^2}{m_0} \cdot 3 \cdot (e^{-2\eta})^2 . \quad (164.)$$

Für den Gesamtaufbau wird daraus:

für $H^1$ : MD. = $\frac{1}{16} \cdot MD_4$ ≈ 2,2 $m_0$
" $H^2$ : MD. = $\frac{1}{8} \cdot MD_4$ ≈ 4,4 "
" $H^3$ : MD. = $\frac{8}{5} - \frac{5}{5} - \frac{1}{8}^{*} \cdot MD_4$ ≈ 17,0 " (*ohne rad. Osz.) ≈ 4 $m_0$.
" s4 : MD. = $\frac{5}{5} \cdot MD_4$ ≈ 35,0 "
" $He^4$ : MD. = $\frac{8}{5} \cdot MD_4$ ≈ 56,0 "
" s8 : MD. = $\frac{5}{5} \cdot MD_4$ ≈ 35,0 " .

Der Aufbau ist erwartungsgemäss ein Sättigungsvorgang, wie auch die Abzählung für die 4. und 8. Schale erkennen lässt, wo die abgeschlossene 4-Teilchenunion unifold zum Faktor 1 für **die Schale 8 bis** 7 gezählt wird,und damit der Faktor 5 in die Rechnung eingeht.Schale 1 wird 1/8 der unifold gezählten Schale-8 und ein gleicher Bruchteil der twofold gezählten vollen Schale-4. Die Singularität von $H^1$ wird, wie erwartet, 1/16 von Schale-8.

Für $He^3$ reduziert sich gegenüber $H^3$ der zugehörige Massendeffekt um die Sättigungsbreite vom Betrage des netto-Massendeffektes zwischen $n_0$ und $H^1$ .

Die in (160.) figurierende Masse des Elektrons ist $9{,}0284\cdot10^{-28}$ gr. gegen $9{,}020\cdot10^{-28}$ gr. in anderen Ansätzen.

Auf Grund der Vertauschbarkeit der Auszählungen bei Reynoldstabilitäten kann im Sinne von Ergiebigkeiten von Grenzakten (164.) noch wie folgt in Anwendung gelangen:

$$\frac{5}{5}\, mD_{s.4} \approx 35\, m_0 \approx 5\cdot 7\, m_0 \,. \qquad (165.)$$

In Einheiten der unifold abgezählten Faktoren und reziprok dazu in Einheiten nach Quellen, d.s. Elektronenmassenäquivalente, werden die zugehörigen Effekte, die hohe Energiereserven, gleich welcher Art voraussetzen, von der folgenden, im Rahmen der Reynoldsituationen noch weiter variablen Art:

$$\text{für Faktoreneinheit} : = 7\text{-fold}\cdot(5) = 35\cdot 8 \cong 280 m_0 \qquad (166.)$$
$$\text{für Quelleneinheit} : = 5\text{-fold}\cdot(5) = 25\cdot 8 \cong 200 m_0 .$$

In der üblichen Schwankungsbreite von $\pm\, 2m_0c^2$ sind die Effekte materialisiert negativ oder positiv und in Gammaform möglich und intra- wie extranuclear gegeben. Ihre Identität mit $\pi$ und $\mu$ Mesonen ist augenfällig.

Das Auflösungsvermögen unserer Ansätze zum Problem des Atomismus lädt an dieser Stelle ein, auf die Randbedingungen der Grenzakte zurückzukommen, die feststellen, dass solche dorthin konvergent sind, wo T = abs. null und v-materiell = c , zweier Grenzen, die materiell nie erreicht werden können und denen die Natur selbst trotz ihrer immensen Möglichkeiten im Sinne von Kondensationen ausweicht, die unvollkommen ihren Niederschlag in der Relativitätstheorie fanden, an Hand der Grenzakte nach hydrodynamischem Abbild der relativistischen reinen Diffusion aber einen scharfen Einblick in die tieferen Verhältnisse öffneten.

Die beim absoluten Nullpunkte noch postulierte de Broglie-Wellenlänge entartet im wirklichen Konvergenzpunkte nach der Wellenlänge des korrespondierenden Lichtquants, wobei die Grenzbedingung: $\lambda = \lambda_0 = 2a$ für T = null mit der sie lt. (64.) befriedigenden freien Weglänge: $\bar{l}_0 = \frac{\pi}{4}\cdot a$ in der Scheitelgrenze, über die wir dimensionell

verfügen konnten, identisch konvergiert nach: $\lambda = \lambda_o \rightarrow (a = \bar{a})$, bezw. nach: $\bar{l}_o \rightarrow (a = \bar{a}) = \lambda = \lambda_o$ .

Aus dem Zusammenhange wurde ersichtlich, dass der Vorgang bei ausreichendem Energievorrat und passender Energieverteilung automechanisch verläuft. Die Art der kritischen Beschleunigungsfelder, d.i. die Form der eingehenden Beschleunigungsfunktion als oberster Voraussetzung für Scheitelgrenzakte wird auf Seiten 39 bis 41 und weiteren der Abhandlung vom 26. Mai 1943 eingehend wiedergegeben.

Es ist also, wenn man vom Punkte $v_g = v_p$ begründeterweise absieht, darum zu tun, die der Grenze für T = abs. null für $\lambda$ zukommende zweite Kulmination $\lambda = \lambda_o = 2a$ mit hinreichender Randbedingung zu erfüllen, um Grenzvorgänge automechanisch einzuleiten.

Aus praktischen Gründen denken wir dabei von vorneherein an statistische Reaktiontypen, wie der Fusion von Wasserstoff oder schwerem Wasserstoff zu Helium.

Im rein thermonuclearen Prozess, den wir nicht anstreben, verdient der übersichtlichere und einfachere zweite Fusionsfall bei weitem den Vorzug.

Von gewöhnlichen Sekundärreaktionen der aus dem Milieu vorgegebenen Partnerschaften abgesehen, kann die Grenze $\lambda = 2a$ aus einer Anregung in einer Situation, die für alle Anteile identisches Zusammenschwingen in einer gemeinsamen Fundamentalschwingung erzwingt, für Wasserstoffusion eine weitgehende Strahlungsvernichtung der teilnehmenden Materie bedeuten, für die Fusion von schwerem Wasser darf praktisch eine ausschliessliche Produktion von $He^4$ erwartet werden.

Für die notwendige Anregung geben die genannten früheren Aufzeichnungen den ausreichenden Anhalt. Die Vorgabe der Reaktionspartner unter extrem hohem Drucke sei angedeutet. Es übersteigt jedoch den Zweck dieser Zeilen, darüber konkrete Angaben zu unterbreiten.

Meilen, den 31. August 1955.

gezeichnet: A. Bopp.

A. Bopp.

# Der Bildungsmechanismus der atomaren Elementareinheiten:

"Körper und Antikörper und Natur der Ladung im Verhältnis zum Apeiròn".
"Der Energie/Masse-Generator".

(Nachtrag zur Abhandlung vom 31. Aug. 1955.)

von
Anton B o p p .
Meilen-Z'ch.
am 17. September 1956.

Anton Bopp, Ormisrain 18, Meilen-Z'ch. (Schweiz). 

---

## Der Bildungsmechanismus der atomaren Elementareinheiten:

" Körper und Antikörper und Natur der Ladung im Verhältnis zum Apeiron." - Der Energie/Masse-Generator.
( Nachtrag zur Abhandlung vom 31. August 1955 über Wesen und Bildungsgesetz des Atomismus der Materie.)

Aus (85.), (154.) und (160.) ergaben sich für den Wasserstoff und den bei seiner Bildung auftretenden brutto-Massendeffekt die Massenwerte:

$$m_{H^i} = \pm \frac{c}{v_0} \cdot m_0 \cdot \frac{1}{\sqrt{3 \cdot e^{-2\pi}}} \qquad (167.)$$

und

$$mD_{H^i(6)} = \frac{1}{16} \cdot \left(\frac{c}{v_0}\right)^2 \cdot m_0 \cdot e^{-2\pi} \qquad (168.)$$

Die totale Massenäquivalenz der Oszillation des Grundzustandes $= 6\ M_0$ ergab sich aus:

$$M_0 c^2 = M v_0^2 = \frac{M}{m_0} \cdot m_0 v_0^2 = \frac{M}{m_0} \cdot m_0 c^2 \cdot \frac{v_0^2}{c^2} \qquad (169.)$$

nach Umformung gemäss (85.) und (154.) zu:

$$m_{\Sigma\, Osz.} = 6 M_0 = m_0 \cdot \frac{6}{(8 \cdot 2\pi e)\sqrt{3 \cdot e^{-2\pi}}} \qquad (170.)$$

Aus diesen Werten ergibt sich unter Einschluss der Aequivalenz der totalen Oszillation des Grundzustandes eine Grundmasse

$$m_q = \pm \left[ \frac{c}{v_0} \cdot m_0 \cdot \frac{1}{\sqrt{3 \cdot e^{-2\pi}}} + \frac{1}{16} \cdot \left(\frac{c}{v_0}\right)^2 \cdot m_0 \cdot e^{-2\pi} \right] \qquad (171.)$$

$$= \pm (8 \cdot 2\pi e) \cdot m_0 \left[ \frac{1}{\sqrt{3 \cdot e^{-2\pi}}} + \frac{1}{16} \cdot (8 \cdot 2\pi e) \cdot e^{-2\pi} \right]$$

Für das Neutron ergibt sich in Uebereinstimmung mit den Messwerten:

$$n_0 = \pm (8 \cdot 2\pi e)\, m_0 \left[ \frac{1}{\sqrt{3 \cdot e^{-2\pi}}} + \frac{1}{16} (8 \cdot 2\pi e) \cdot e^{-2\pi} \right] - m_{\Sigma\, Osz} \qquad (172.)$$

bezw. $$n_0 = \pm \left[ m_0 \cdot \frac{8 \cdot 2\pi e}{\sqrt{3 \cdot e^{-2\pi}}} + m_0 \cdot \frac{(8 \cdot 2\pi e)^2 \cdot e^{-2\pi}}{16} - m_0 \cdot \frac{6}{(8 \cdot 2\pi e)\sqrt{3 \cdot e^{-2\pi}}} \right]$$

$$= \pm \left( m_{H^i} + mD_{H^i(6)} - m_{\Sigma\, Osz} \right) \simeq \pm (1{,}00812 + 0{,}00087) \cdot 1{,}66 \cdot 10^{-24}\ \text{gr.}$$

Die Frage nach der Inhärenz oder Ausscheidung der Oszillation des Grundzustandes wird auf Seite 2 - 3 der vorausgehenden Abhandlung vom 31.8.1955 eingehend behandelt. Ebenso wird dort der Zusammenhang der Oszillation mit dem Spin des jeweiligen Zustandes ausgewiesen.

Die Identität eines Teiles dieser Erscheinung mit der Natur der elektrischen Ladung und damit der Zusammenhang mit allen Folgeerscheinungen wird nachstehend im Zusammenhange mit den Gleichungen (151.) und (152.) von Seite-46 der Abhandlung vom 26.5.1943 gezeigt.

Im Anschluss an das Obige, d.i. an (85.), (154.), (160.), (167.), (168.) und Folge bis (171.) inklusive, wird hier noch der interessante Massenwert des Deuterium wiedergegeben. Er ergibt sich zu:

$$H^2 = m_0 \cdot \frac{2 \cdot (8 \cdot 2\pi e)}{\sqrt{3 \cdot e^{-2\pi}}} - m_0 \cdot \frac{(8 \cdot 2\pi e)^2 \cdot e^{-2\pi}}{16} - m_0 \cdot \frac{6}{(8 \cdot 2\pi e)\sqrt{3 e^{-2\pi}}} \quad (173.)$$

d.i. in den approximativen Elektronenruhemassenäquivalenzen lt. oben ergibt dieser Anschrieb einen Massendefekt gegenüber dem ersten Gliede von: $- 2{,}2\ m_0 \ - 0{,}6\ m_0 \ = - 2{,}8\ m_0$ .

Mit den Atomgewichten 1,00812 für $H^1$ und 0,000543 für $m_0$ ergibt damit (173.) für das Deuterium den folgenden Massenwert:

$$\begin{array}{rcl} 2 \cdot 1{,}00812 & = & 2{,}01624 \\ - 2{,}8 \cdot 0{,}000543 & = & \underline{0{,}00152} \\ \text{d.i. } H^2 & = & 2{,}01472 \end{array}$$

in voller Uebereinstimmung mit den Messwerten.

Bezogen auf die Summe von $n_0 + H^1$ gegenüber Glied-1 in (173.) erhöht sich der Ausgang von $-2{,}8\ m_0$ um den effektiven Massendeffekt zwischen $n_0$ und $H^1$ ohne Oszillation = $1{,}6\ m_0$ , d.i. auf die bekannten $4{,}4\ m_0$ , identisch $0{,}00240 \cdot 1{,}66 \cdot 10^{-24}$ gr. = $39{,}84 \cdot 10^{-28}$ gr., lt. Seite-5 der Abhandlung vom 31.8.55..

D.h. der Massenabgang bei der Bildung des Deuteriums aus $n_0$ und $H^1$ umfasst zweimal den effektiven Massendeffekt zwischen $n_0$ und $H^1$ plus zweimal den Massenwert der totalen Oszillation des Grundzustandes, was sehr bemerkenswert erscheint.

Mit diesen Auswertungsbeispielen ist das Aufschlussvermögen unserer vorausgehenden Ansätze ausreichend expliziert.

Tiefergehend und umfassend im Sinne einer unitären Lösung des aufgeworfenen Fragenkomplexes nach dem Bildungsmechanismus der atomaren Elementareinheiten und damit nach den Existenzäusserungen der Energie schlechthin wird unser Einblick unter Einbezug der Gleichungen (151.) und (152.) in die eben behandelte Materie.

Dies bezieht sich auch auf die Einordnung der aus unseren Ansätzen hervorgehenden Paare von strukturell einander entgegengesetzten Körpern und Antikörpern in unsere durchgehend unitäre Konzeption.

Zurückgreifend auf die Darstellung der elektrischen Ladung gemäss (151.) und (152.) vom 26.5.1943 und 31.8.1955 erweitern wir unseren Ansatz, wie folgt:

$$e = \pm\, m_0 \sqrt{K} \cdot \frac{m_0 c^2}{\eta} = \pm \frac{m_0 c^2}{\eta} \cdot \mathfrak{D} \sqrt{\mathfrak{K}} = \text{Konstant}. \qquad (174.)$$

bezw.:

$$m_0 = \mp\, e \cdot \frac{\eta}{c^2} \cdot \frac{1}{\mathfrak{D} \sqrt{\mathfrak{K}}} . \qquad (175.)$$

Dabei ist $\mathfrak{D}$ die Entfernung des Aufpunktes und $\mathfrak{K}$ die in ihm gemessene Kraft.

Wenn wir jetzt die Massenäquivalenz der totalen Oszillation des Grundzustandes aus (169.) und (170.), die wir in Anlehnung an das Born'sche Apeiron als Apeiron schlechthin bezeichnen wollen, ohne Umformung anschreiben mit:

$$\text{Apeiron} = \mathfrak{T} = 6 \cdot \frac{\frac{\mathfrak{M}}{m_0}}{\left(\frac{c}{v_0}\right)^2} \cdot m_0 \,, \qquad (176.)$$

so erhalten wir daraus und mit (174.) auf einfache Weise:

$$\frac{\mathfrak{T} \cdot c^2}{6 v_0^2 \mathfrak{M}} = \frac{e \cdot \eta}{m_0 \sqrt{K} \cdot m_0 c^2} \qquad (177.)$$

bezw.:

$$e = \pm \frac{\mathfrak{T} \left(\frac{c}{v_0}\right)^2}{6 \cdot \left|\frac{\mathfrak{M}}{m_0}\right|} \cdot \sqrt{K} \cdot \frac{m_0 c^2}{\eta} \qquad (178.)$$

und damit:

$$= \pm \sqrt{v_0 \frac{h}{2\pi}} \qquad (179.)$$

bezw.:

$$\mathfrak{T} = \pm \sqrt{v_0 \frac{h}{2\pi}} \cdot \frac{\eta}{m_0 c^2} \cdot \frac{6 \cdot \left|\frac{\mathfrak{M}}{m_0}\right|}{\left(\frac{c}{v_0}\right)^2} \cdot \frac{1}{\sqrt{K}} = 6 \cdot \frac{\eta}{m_0 c^2} \cdot \frac{2\pi e^2}{hc} \cdot \frac{\sqrt{v_0 \frac{h}{2\pi}}}{\sqrt{K \cdot 3 \cdot e^{-2\pi}}} \qquad (180.)$$

und schliesslich:

$$e = \pm \frac{\mathfrak{T}}{6} \cdot \frac{m_0 c^2}{\eta} \cdot \frac{c}{v_0} \cdot \sqrt{K \cdot 3 \cdot e^{-2\pi}} \qquad (181.)$$

Unter Berücksichtigung des für die Unipolarinduktion gemäss (75.) und (76.) vom 19.10.1941 geltenden Ansatzes erhalten wir aus (180.) die für einen Energie/Masse-Generator wichtige Beziehung:

$$\mathfrak{P} = -\left[\mathfrak{M} \cdot \frac{\mathfrak{T}}{6} \cdot \frac{m_0 c^2}{\eta} \cdot \sqrt{\frac{K \cdot 3 \cdot e^{-2\pi}}{v_0 \cdot \frac{h}{2\pi}}}\right] \qquad (182.)$$

Meilen, den 17. bis 20. September 1956: gezeichnet:

A. Bopp

A. Bopp.

Anton Bopp, Ormisrain 18 , Meilen-Z'ch. (Schweiz). 

## Die Natur der elektrischen Ladung:

(Nachtrag zur Abhandlung über den Bildungsmechanismus der atomaren Elementareinheiten vom 17. - 20.9.1956.)

Nachdem die Natur der elektrischen Ladung im Vorausgehenden in ihrem Verhältnis zur Massenäquivalenz der totalen Energie der Oszillation des Grundzustandes beim Neutron = $n_0$ und Wasserstoffatom = $H^1$, d.i. zum Apeiron = $\mathcal{E}$ lt. (170.) und (176.), eingehend dargestellt ist und unter (174.)/(175.) bezw. (151.)/(152.) z.Tl. bereits im Mai 1943 in ihrem Verhältnis zum Gravitationsfeld der schweren Masse des Elektrons abgeleitet worden war, sollen nachstehend noch einige Bemerkungen zu (174.) bis (181.) folgen:

Aus (174.) und (178.) entnimmt man:

$$\frac{\mathcal{E}\cdot\left(\frac{c}{v_0}\right)^2}{6\,H^1} = 1 \qquad \text{bezw.:} \qquad \frac{\mathcal{E}}{6} = H^1\left(\frac{v_0}{c}\right)^2 \qquad (183.)$$

Gleichermassen kann in (178.) und (181.) neben je einem konstanten Faktor = $(F_1) = (F_2) = F(R)\cdot\sqrt{k}$ , wo $F(R)$ eine dimenslose Zahlengrösse nach der Art einer Reynoldschen Zahl und $\sqrt{k}$ die Quadratwurzel der Gravitationskonstanten darstellen, die Masse des Apeirons = $\mathcal{E}$ ausgesondert, und die Ladung = $\pm e$ dargestellt werden gemäss:

$$e = \pm\frac{\mathcal{E}}{6}(F_1) = \pm\frac{\mathcal{E}}{6}(F_2) = \pm\frac{\mathcal{E}}{6}\cdot F(R)\cdot\sqrt{K} \qquad (184.)$$

Im Berichte vom 31.8.1955 konnte nachgewiesen werden, dass die Masse = $\frac{\mathcal{E}}{6}$ ziemlich genau 0,1 Elektronenruhemassen entspricht und identisch ist der Massenäquivalenz der linearen kinetischen Energie der Oszillation des Grundzustandes für die Erzeugung des Neutrons = $n_0$ und des Wasserstoffatomes = $H^1$ , über deren Einzelheiten auf Seite-3 l.c. berichtet wurde.

Durch diese Feststellung ist der transversale Charakter der elektrischen Wellen begründet.

Neben (174.) und (178.) nennen wir noch die beiden Ableitungen:

$$e = \pm H^1\left(\frac{v_0}{c}\right)\cdot\frac{m_0 c^2}{q}\cdot\sqrt{K\cdot 3\,e^{-2\pi}} \qquad (185.)$$

und:

$$m_0 = \mp\frac{\mathcal{E}}{6}\cdot\frac{c}{v_0}\sqrt{3\cdot e^{-2\pi}} = \mp\frac{e}{F(R)\cdot\sqrt{K}}\cdot\frac{c}{v_0}\sqrt{3\cdot e^{-2\pi}} \qquad (186.)$$

Meilen, den 29. Sept. 1956.: gez.:

A. Bopp.

A. Bopp.

# Der Energie/Masse-Generator:

(Nachtrag zu den Abhandlungen
vom 17. bis 29. Sept. 1956
über den Bildungsmechanismus
der atomaren Elementarein-
heiten.)

von

Anton B o p p .
Meilen-Zch.
am 3. Oktober 1956.

## Der Energie/Masse-Generator:

(Nachtrag zu den Abhandlungen vom 17./20. und 29. Sept. 1956 über den Bildungsmechanismus der atomaren Elementareinheiten.)

In Ausübung des für die Unipolarinduktion gemäss (75.) und (76.) des Berichtes vom 19.10.41. geltenden und aus der Relativitätstheorie begründeten Ansatzes:

$$\mathfrak{p} = -\left[\mathfrak{M}^{\circ} \cdot \frac{v}{c}\right] \qquad (187.)$$

auf (180.), d.i. auf das Apeiron = $\mathcal{E}$ , identisch der Massenäquivalenz der totalen Energie der Oszillation des Grundzustandes für das Neutron = $n_0$ und das Wasserstoffatom = $H^1$ lt. (170.) und (176.), erhielten wir unter (182.):

$$\mathfrak{p} = -\left[\mathfrak{M}^{\circ} \cdot \frac{\mathcal{E}}{6} \cdot \frac{m_0 c^2}{\eta} \cdot \sqrt{\frac{K \cdot 3 \cdot e^{-2\pi}}{v_0 \frac{h}{2\pi}}}\right]$$

d.i. in reduzierter Form nach Umformung:

$$\mathfrak{p} = -\left[\mathfrak{M}^{\circ} \frac{v_0}{c}\right] \qquad (188.)$$

Das gleiche elektrische Moment erhalten wir nach Reduktion durch Umformung in Ausübung von (75.) bezw. (183.) auf (167.), d.i. auf die Masse des Wasserstoffatomes = $H^1$, und, wie man leicht feststellt, ganz allgemein in Ausübung von (75.) resp. (183.) auf jede beliebige atomare Elementareinheit, bezw. deren Massenäquivalenz, also z.B. auch (168.), d.i. einen Massendefekt betreffend.

Im Einklang mit den vorausgehenden Ansätzen betreffend die Ordnung, bezw. die Verteilung und Existenzäusserung von Energie schliessen wir im Rahmen unserer früheren Aehnlichkeitsbetrachtungen aus dem obigen Zusammenhange für alle kritischen Grössen und Relationen, soweit diese Grenzfälle angehen, auf einen universell unitären Zustand maximaler Störung mit universell identischer Reynoldscher Grundzahl = R .

Unsere Vorwegnahmen, eingeschlossen die Gültigkeit der Regeln der reinen Diffusion in Anwendung auf die extrem relativistische Form der inhomogenen Wellengleichung etc., unterscheiden sich von dem der Deduktion der Relativitätstheorie zugrunde liegenden Weg grundsätzlich.

Ein Gravitationsfeld z.B. bewirkt relativistisch eine Lichtbrechung. In unserem Falle sind demgegenüber Lichtbrechung und Gravitation, unterschiedslos neben anderen **naturgesetzlichen** Gegeben-

heiten, wie z.B. die Natur der elektrischen Ladung, Quanten, etc., untereinander korrespondierende Ausflüsse einer universellen Verteilungscharakteristik des Energiephänomens, welchem ein einziges Grundgesetz inhärent ist.

Die gleichförmige geradlinige Fortbewegung eines Raumelementes oder eines beispielsweise festen Massenpunktes ist in unseren Ansätzen nicht lediglich das gewohnte simple Experiment.

Wenn wir zur Veranschaulichung unserer Aussage die entsprechende Bewegung einer Platte senkrecht zu ihrer Ebene wählen, so ergibt sich für uns, dass konstante gleichförmige und geradlinige Fortbewegung einen Spezialfall bedeutet, dessen Zugehörigkeit zum Normal einer Bewegung mit Unstetigkeiten zweiter Ordnung mit Bezug auf Platte und Umgebung sich durch Kompensationen der bezüglichen Effekte für gewöhnlich der Beobachtung entzieht.

In Wirklichkeit induzieren diese Effekte zweiter Ordnung Spannungen und Gegenspannungen, die bei laminarer Strömung, z.B. im idealen Rohr, das Geschwindigkeitsprofil über den Querschnitt gegebenenfalls parabolisch verteilen können. Für höhere konstante Geschwindigkeiten resultieren unter sonst gleichen Voraussetzungen der Versuchsanordnung Abflachungen des Geschwindigkeitsprofiles, und schliesslich konvergiert dabei die Geschwindigkeitsverteilung in eine Ebene senkrecht zur Rohrachse, jedoch unter korrespondierendem Anwachsen der Unstetigkeitseffekte zweiter Ordnung auf ein Maximum, welches in bekannter Weise unabhängig wird von Art und Grösse eingeführter Störungen und sich durch eine kritische Reynoldsche Zahl = R auszeichnet.

Die Art der auftretenden kritischen Beschleunigungen ist eingangs dynamisch ähnlich am Hugoniotschen Phänomen ausgewiesen. (s.S.39-42, Bericht v. 26.5.43.)

Diese Art von Vorgängen umschliessen, wie gezeigt wurde, vor allem auch die Voraussetzungen für das Entstehen jener Verteilungszustände, die in ihrem Verhalten die Natur von Ladungen annehmen und sich damit den entsprechenden physikalischen Gesetzen einordnen.

Die Uebereinstimmung des aus unseren Ansätzen resultierenden physikalischen Weltbildes mit den Erfahrungen erscheint als eine praktisch vollständige. So decken sich z.B. die jüngsten Messdaten betreffend Antikörper, inkl. die Meldungen zur kürzlichen Entdeckung des Antineutrons, qualitativ und quantitativ exakt mit den rechnerischen Resultaten und Vorhersagen dieser Berichtsreihe, welche umfänglich den Entdeckungserfolgen z.Zt. noch recht ansehnlich vorauseilt.

Aus dem hier vorliegenden Material drängt es sich darum auf, die Möglichkeiten eines Energie/Masse-Generators zu überprüfen.

Die Voraussetzungen erscheinen gegeben aus dem bekannten dynamisch ähnlichen hydromechanischen Ansatze:

$$\frac{P - P_i}{l} = \lambda \cdot \frac{\varepsilon \cdot \bar{\omega}^2}{2 g_i} \qquad (189.)$$

dessen wir uns passend bedienen wollen.

Für die Druckdifferenz = P - $P_i$ über den Weg = $l = 2 g_i$ erhalten wir dann aus den relativen Grössen beim Wasserstoffatom ( $\lambda \approx 137,3$ , $l \approx 1,0562 \cdot 10^{-8}$ cm, $M_{H_i} = 1,662 \cdot 10^{-24}$ gr, $v_0 = 2,183 \cdot 10^{8}$ cmsec$^{-1}$) auf Zehnerpotenzen approximiert:

$$P - P_i = \text{rd.}\ 1,4 \cdot 10^2 \cdot \frac{1,7 \cdot 10^{-24}\,\text{gr} \cdot 4,8 \cdot 10^{16}\,\text{cm}^2\text{sec}^{-2}}{10^{-24}\,\text{cm}^3} \qquad (190.)$$

$$= \text{rd.}\ \frac{10^{29}\,\text{atü} \cdot 1033\,\text{gr cm}^{-2} \cdot 981\,\text{cm sec}^{-2}}{10^{16}}$$

d.i. rund $10^{29}$ Atm..

Für die Konvergenz von $\bar{\omega}_i$ gegen $c$ wird P - $P_i$ wegen der Entartung von $\lambda$ nach $10^{\text{null}}$ von der Ordnung identisch = rund $10^{34}$ Atm..

Aus der physikalischen Deutung der Wasserstoffpolarisation, z.B. der Ueberspannung am Platin, errechnen sich (s.Foerster-Elektrochemie wäss.Lösgn.,oder Eucken-Chemische-Physik),mit Gültigkeit für aktive Zentren,Innendrucke für adsorbierte Wasserstoffhäute von der Grössenordnung bis zu rund $10^{40}$ Atm..

Vergleiche aus gemessenen Adsorptionswärmen zeigen lt. Eucken-II$_2$ -1944 grössenordnungsmässige Uebereinstimmungen für mehrere Metalle, insbesomdere für Aktivstellen.

Man erkennt, dass auf diesem Wege, wie wir früher aufzeigten, über Unstetigkeiten höherer Ordnung Grenzakte identisch der Konvergenz:

$$\wp = -\left[ m^0 \frac{\bar{\omega}_i \to v \to c}{c} \right] \qquad (191.)$$

quantitativ erreichbar werden.

Für v = c ist intermediär Zerstrahlung von materieller Masse lt. oben vorgegeben, und wir erwarten gegenüber maximaler Störung äusserstenfalls Reaktionen von der Art: $E_n = \pm\, n \cdot m_0 c^2$. Praktisch wird der nicht ideale Verlauf Ausweicheffekte bedingen über gegebenenfalls $He^4$ plus dem üblichen Massendefekte von rd. 2·56 $m_0$ für das Paar.

Die kathodischen Vorgänge am Platin kennen nun diese Konsequenzen erwartungsgemäss zunächst nicht, da sie die notwendigen korrespondierenden Relationen zur Erfüllung des Mechanismus der Unipolarinduktion nicht mitumfassen.

Für $v = c$ muss gelten:

$$p = -\left[ m^{\circ} \frac{c}{c} \right]$$

und $\bar{\omega}_i$ aus:

$$\bar{\omega}_i^{\,2} = c^2 = \frac{P - P_i}{l} \cdot \frac{2 g_i}{\lambda \cdot \varepsilon} = \frac{P - P_i}{F(R) \cdot \varepsilon} \qquad (192.)$$

muss den elktrodynamischen Voraussetzungen genügen, d.h.:

$$p = -\left[ m^{\circ} \cdot \sqrt{\frac{P - P_i}{F(R) \cdot \varepsilon}} \cdot \frac{i}{c} \right] \qquad (193.)$$

ist elektromechanisch konstruktiv in allen Teilen zu erfüllen.

Meilen, den 3. Oktober 1956.                    gezeichnet:

A. Bopp

A. Bopp.

Die Randbedingungen zum Energie/Masse-Generator:

(Nachtrag zu den Abhandlungen vom 31.8.55. bis 3.10.56. über den Bildungsmechanismus der atomaren Elementareinheiten.)

Die Fiktion der Relativität oder identisch die Wellenmechanik zusammen mit der Quantenhypothese und die auf diesen Gebieten bis heute erreichten Entwicklungen geben für bekannte und definitionsgemäss ausreichende Bestimmungsgrössen in zahlreichen Fällen einen für praktische Zwecke hinreichenden Einblick in die relativen energetischen Relationen physikalischer Vorgänge.

Die individuellen Verteilungsgrössen sind aus diesen Arbeitsmethoden nicht zu gewinnen und müssen unabhängig aus Messungen eruiert werden.

Immerhin ist das auf diese Weise mögliche Aufschlussvermögen recht beachtlich, und die methodischen Anwendungen sind erwartungsgemäss geeignet, zunehmend Neuland zu erfassen und zu erschliessen, wie dies u.a. aus den Leistungen der angewandten Atomphysik, und , jüngst z.B., mit der Entdeckung des Antineutrons und Antiprotons aus der damit erweiterten experimentellen Bestätigung des Symmetriepostulates erhellt, das in seiner Bedeutung eminent ist.

Unsere eigene unitäre Konzeption erfasst, wie wir vorausgehend umfänglich nachweisen konnten, demgegenüber qualitativ und quantitativ exakt die effektiven individuellen Verteilungsgrössen, bezw. die absoluten energetischen Relationen physikalischer Existenzen.

Die Tragweite dieser Ueberlegenheit über die bisherige Situation kann nicht überschätzt werden.

Alle Einzelheiten sind den einschlägigen Berichten seit Oktober 1941 zu entnehmen, d.i. insbesonders dem Berichte vom 26.5.43. über "kosmische Primärstrahlung" und den Abhandlungen vom 31.8.55. bis 3.10.56. inkl. über den "Bildungsmechanismus der atomaren Elementareinheiten".

Von vielleicht entscheidender Bedeutung in der Entwicklung der neuen Situation erweist sich rückschauend die Erschliessung der Rolle von Resonanz- und Grenzakten und damit von Phänomenen, die sich oft lediglich in einfachen bis kritischen dimensionslosen Zahlenverhältnissen, wie z.B. Geschwindigkeitsdifferentialen u.a., demonstrieren, und gleichzeitig die Form der mathematisch-physikalischen Interpretation des Mechanismus dieser Akte.

Wir konnten bei diesen Deduktionen im dynamisch ähnlichen Vergleiche eigentliche Grenzakte, z.B. von der Art einer Paarerzeugung

oder Paarvernichtung, neben kritische Vorgänge vom Charakter eines Riemann-Hugoniotschen-Phänomens stellen und Zwischenstufen auf dem Wege zu solchen Extremen mit entsprechenden Variationen, beispielsweise von der Art des Comptoneffektes, identifizieren.

Besonders fruchtbar erwies sich der Nachweis der genauen Form der massgeblichen Beschleunigungsfunktion und der möglichen kritischen Entartungen in diesen Erscheinungen, welche letztlich die individuellen Grenzakte qualitativ und quantitativ bestimmen.

Die von uns beobachtete strenge Verknüpfung von Dispersion und transversalem Gravitationseffekt an Strahlungsenergie, bezw. Gravitation generell, ist nach unseren Ableitungen untrennbar an den Mechanismus der Grenzphänomene gebunden, woraus sich für die Energieverteilung automatisch Quantelung ausschliesslich nach natürlich beobachtbaren Individualgrössen und im Rahmen unumgänglicher Symmetrie ergibt, wie wir dies für Bau und Verhalten von Körpern und Antikörpern s.Zt. in absoluter Uebereinstimmung mit den später erfolgten experimentellen Nachweisen rechnerisch festlegen konnten.

Mathematisch bedeutsam sind die diffusionstheoretischen Zusammenhänge der Ansätze, die im Grenzfalle in das Bild der reinen Diffusion übergehen.

Die Postulate der Relativitätstheorie erkennen wir als adäquat durch Dämpfungen, bezw. passende Zustandsverteilungen in der Energie, erfasst, so dass das Verhalten von Masse in Grenzakten in Form einer Kondensation und gegebenenfalls durch Umkehrung eines solchen Prozesses wiedergegeben werden kann, und die relativistische Problemstellung sich somit zwanglos vice versa auf ein wesentlich potentialtheoretisches Verhalten reduziert.

Diese Wiedergabe von Grenzakten enthüllt die von uns eingehend behandelte sehr enge Beziehung zwischen der Natur der elektrischen Ladung und der Massenäquivalenz der linearen kinetischen Energie der Oszillation des Grundzustandes beim Neutron und Antineutron. Die totale Energie dieser Oszillation hat grundlegend bestimmenden Anteil am Aufbau der spezifischen Merkmale der elementaren Kernsubstanzen.

Erstmals erscheinen auf dieser Ebene unter einheitlichem Gesichtspunkte die Probleme der Photonen- und Partikelenergien in einer bisher nicht lösbaren Zusammenfassung.

Ladung kommt unter vorgegebenen Umständen nur dem Massenteilchen zu und keinesfalls dem massenäquivalenten Photon. Die Energie des kritischen Falles wird symmetrisch auf Paarbildung verteilt. Sie ist gleich der Eigenenergie der Summe der resultierenden beiden Ruhemassen.

Unsere im Sinne des Mechanismus einer Kondensation wiedergegebene Darstellung von Grenzakten kennt für Photonen in Abweichung von der anerkannten bisherigen Praxis der Nullbewertung grundsätzlich überhaupt keine Ruhemasse, und Kondensationen sind ihrerseits nicht nur in streng kritischen Akten, sondern, wie aus dem Photoeffekt hervorgeht, allgemein im Rahmen ausreichender dispersiver Auslösung möglich.

Bei unserer Analyse der atomaren Probleme besteht nun zunächst der Eindruck, dass die für die Energieverteilung bestimmenden Vorgänge bezüglich der ihnen eigenen charakteristischen kritischen Parameter sich vornehmlich oder sogar praktisch ausschliesslich auf Relationen aufbauen, in die an fundamentaler Stelle direkt oder indirekt das Geschwindigkeitsdifferential $v_0/c$ als Reynoldscher Parameter einfach oder in erwarteten Potenzen eingeht.

Dies gilt denn auch uneingeschränkt für alle relativen atomaren Massenverhältnisse, inklusive der Massendefekte, und unter Festlegung einer Grundmasse durch Messung, z.B. von $m_0$, werden uns daraus alle effektiven spezifischen Massen und Massendefekte etc. rechnerisch zugänglich. Ebenso gilt dies für die in diesen Rahmen gehörenden relativen und effektiven elektromagnetischen Fundamentalgrössen, wie Ladung, Apeiron, Induktion etc., soweit solche Merkmale oder atomare Masseneinheiten nicht in gleichzeitig unitärer Relation zur Gravitation dargestellt werden.

Auch die Grenze von Turbulenz und laminarer Strömung im gewöhnlichen hydrodynamischen Vorgange mit maximaler Störung, d.i. die bezügliche Reynoldsche Zahl R = $\frac{c_k}{c_K} = c_k \cdot \frac{\varepsilon \cdot g_i}{K} = \frac{1}{16} \cdot (8 \cdot 2\pi e)^2 = \frac{1}{16} \cdot \frac{c^2}{v_0^2}$ ist hier zu nennen.

Völlig anders anscheinend wird die Situation, wenn wir an die Grenze von Paarerzeugungen, also an den Versuch einer unitären Lösung der Probleme unter Einschluss der Gravitation herangehen, d.i. an Bestimmungen also von Verhältnissen, welche die Materialisation von Energie schlechthin verantworten und regulieren.

Solche Situationen sind gemäss unseren Ansätzen nach hydrodynamisch ähnlichen Vorbildern jeweils durch eigene kritische charakteristische Beschleunigungen gekennzeichnet und müssen in entsprechenden kritischen Parametern Ausdruck finden, beispielsweise ebenfalls in Geschwindigkeitsdifferentialen von der Art der Reynoldschen Zahlen, mit erwartungsgemäss einfachem Anschluss an die Relation $\frac{v_0}{c}$ .

Gerade dies aber ergibt sich nun an Hand des Ansatzes in (151.), d.i. mit:

$$\frac{e}{m_0 \sqrt{K}} \cdot \frac{\eta}{m_0 c^2} = 1 .$$

Die früher als abschreckend befundene Rolle des Verhältnisses der

schweren Masse des Elektrons zu seiner Ladung, d.i. $\frac{e}{m_0\sqrt{K}} = 2{,}0425\cdot 10^{21}$, wurde mit (151.) in ein völlig neues Licht gerückt, nachdem der als kinetische Nullpunktsenergie des Energiezentrums eines Bündels von der Selbstenergie $E = h\nu_0 = m_0c^2$ eingeführte Wert $\eta = h\nu_\eta = m_0^2c^2\cdot\frac{\sqrt{K}}{e}$, bezw. die ihm korres_pondierende Geschwindigkeit $v_\eta = \sqrt{\frac{\eta}{m_0}} = 0{,}6633$ cm·sec$^{-1}$, aus Leitfähigkeiten, Photoeffekten und u.a. auch als Nullpunktsgeschwindigkeit freier Elektronen in Metallen unabhängig von (151.) numerisch exakt bestätigt werden konnte.

Auf dem Wege über (151.), einem Grenzakte also, besitzen wir somit erstmals eine Handhabe, die kritischen Existenzregeln für atomare Elementarteilchen einzig vermittels der Werte für e, k, c und $v_\eta$, resp. $v_0$, h, k, c und $v_\eta$, aus kritischen Frequenzen, z.B.:

$$\nu_0 = \frac{m_0c^2}{h} = \frac{e}{h}\cdot\frac{v_\eta^2}{\sqrt{K}} = v_\eta^2\cdot\sqrt{\frac{v_0}{2\pi h K}}, \qquad (194.)$$

d.i. unter Ausschluss von direkter Massenbestimmung, bezw. bezogen auf Photonenenergie = $h\nu$, herzuleiten.

Betreffend die Geschwindigkeitsdifferentiale $\frac{v_\eta}{c}$ und $\frac{v_0}{c}$, bezw. die Verknüpfung ihrer diesbezüglichen beiden Grenzaktmechanismen, folgen hier nachstehend einige Beispiele.

Vorweg nennen wir betreffs $\eta_0$ aus (151.) orientierungshalber einige numerischen Daten:

$$\eta_0 = \frac{(m_0c)^2\cdot\sqrt{K}}{e} = 3{,}975\cdot 10^{-28}\ \text{cm}^2\,\text{gr}\,\text{sec}^{-2}$$

$$m_{\eta_0} = \frac{\eta}{c^2} = 4{,}423\cdot 10^{-49}\ \text{gr.}$$

$$\nu_{\eta_0} = \frac{\eta}{h} = \frac{m_0c^2\cdot\sqrt{K}}{eh} = 0{,}06069\ \text{sec}^{-1}$$

(Man beachte für $\nu_{\eta_0}$ die Abweichung von der Ganzzahligkeit in diesem Bereiche unterster Existenzmöglichkeit eines Oszillators an der Grenze $\lambda_0 = 2\cdot a$.)

$$v_\eta = \sqrt{\frac{\eta}{m_0}} = 0{,}6633\ \text{cm}\,\text{sec}^{-1}$$

$$U_{\eta_0}(\text{Volt}) = \frac{\eta_0}{e\cdot\text{Coulomb}\cdot 10^7} = 2{,}5\cdot 10^{-16}\ \text{Volt}\ (\text{cm}^{3/2}\cdot\text{g}^{1/2}\cdot\text{sec}^{-2})$$

Aus (151.) zusammen mit den bekannten relativistischen Ansätzen für Masse und Energie wird:

$$m = \frac{K}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} \quad \text{und} \quad E = \frac{Kw^2}{\sqrt{1-\frac{v^2}{w^2}}} \quad \text{mit} \quad K = \frac{hC}{w^3}.$$

(Die Integrationskonstante C hat die Dimension einer Beschleunigung, die wir weiterhin mit b bezeichnen wollen. K ist als Ruhemasse definiert worden.)

Mit:

$$m_0c^2 = \frac{e}{\sqrt{K}}\cdot v_{\eta_0}^2 = E \qquad (195.)$$

ist:

$$\frac{e}{\sqrt{K}} \cdot v_\eta^2 = \frac{K\omega^2}{\sqrt{1-\frac{v^2}{\omega^2}}} \qquad (196.)$$

Die Ruhemasse wird damit nacheinander:

$$K = m_0 = m \cdot \sqrt{1-\beta^2} = E \cdot \sqrt{1-\beta^2}/\omega^2 = hb/\omega^3 = \frac{e}{\sqrt{K}} \cdot v_\eta^2 \sqrt{1-\beta^2}/\omega^2 \qquad (197.)$$

und für $\omega = c$ ergibt sich für die kritische charakteristische Beschleunigung = $b_0$ :

$$b_0 = \frac{e v_{\eta_0}^2}{\sqrt{K}} \cdot \frac{1}{h} \cdot \sqrt{c^2 - v_{\eta_0}^2} \qquad (198.)$$

d.i. allgemein für eine kritische charakteristische Beschleunigung eines Grenzaktes:

$$b_* = \frac{E_0}{h} \cdot \sqrt{c^2 - v_{\eta_*}^2} = \nu_0 \sqrt{c^2 - v_{\eta_*}^2} \qquad (199.)$$

( $E_0$ steht hier für eine beliebige kritische und charakteristische, d.i. für eine individuelle atomare Eigenenergie mit bezüglicher Nullpunktsgeschwindigkeit = $v_{\eta_*}$ und kritisch charakteristischer Beschleunigung = $b_*$ .)

Da im allgemeinen $\sqrt{c^2 - v_{\eta_*}^2}$ sehr angenähert $\approx$ c ist, gilt sehr approximiert auch:

$$b_{\text{charakteristisch}} \approx \frac{m_0 c^2 \cdot c}{h} \approx E_0 \cdot \frac{c}{h} \approx \nu_0 c . \qquad (200.)$$

Wegen $e = \sqrt{v_0 \cdot \frac{h}{2\eta}}$ wird nach (194.) in Werten von $v_0$ , $v_\eta$ , c, h und k noch:

$$m_0 = \sqrt{\frac{v_0 \cdot v_\eta^4 \cdot h}{K \cdot c^4 \cdot 2\eta}} \qquad (201.)$$

und lt. (151.):

$$m_0^2 = \frac{m_\eta \cdot e}{\sqrt{K}} = \frac{h v_\eta}{c^2} \cdot \frac{e}{\sqrt{K}} \qquad (202.)$$

bezw.:

$$m_0 = \sqrt{\frac{h v_\eta}{c^2} \cdot \frac{e}{\sqrt{K}}} \qquad (203.)$$

Zufolge (195.) ist mit (202.) noch:

$$m_\eta = \frac{e}{\sqrt{K}} \cdot \frac{v_\eta^4}{c^4} \qquad (204.)$$

und in Potenzen des Differentials $\frac{c}{v_\eta}$ finden wir bezogen auf die Massen $m_0$ und $m_\eta$ jetzt für die Ladung = e die Werte:

$$e = \pm\, m_0 \sqrt{K} \cdot \left(\frac{c}{v_\eta}\right)^2 = \pm\, m_\eta \sqrt{K} \cdot \left(\frac{c}{v_\eta}\right)^4 \qquad (205.)$$

Zu der Wiedergabe des Apeirons lt. (183.), das für die Natur der Ladung von Bedeutung befunden wurde, d.i. zu:

$$\frac{\varepsilon \cdot \left(\frac{c}{v_0}\right)^2}{6\, h^i} = \frac{A_i}{h^i} \cdot \left(\frac{c}{v_0}\right)^2 = 1 \quad \left(A_i = \frac{\varepsilon}{6} = e \cdot \frac{\eta}{m_0 c^2} \cdot \frac{v_0}{c} \cdot \frac{1}{\sqrt{K}} \cdot \frac{1}{\sqrt{3 \cdot e^{-2\eta}}}\right) \qquad (206.)$$

beachtet man, dass: $A_i = h^i \cdot \frac{v_0^2}{c^2}$ in Einheiten von $m_0$ gegenüber dem heute wahrscheinlichsten Mittelwert der Masse des Elektrons einen Fehler von nur ca. 2‰ , d.i. innerhalb der Fehlergrenzen, ergibt.

Mit Bezug auf unseren Ueberblick über den Zusammenhang zwischen den Differentialen $\frac{v_0}{c}$ und $\frac{v_\eta}{c}$ kommen wir nocheinmal kurz auf die vorausgehende Wiedergabe der Massendefekte zurück:

Dabei ist der brutto-Massendefekt für den Wasserstoff-$H^1$ gegenüber dem Neutron-$n_0$ :

$$MD_{H^1}(\text{brutto}) = n_0 - H^1 + A .$$

($A$ = Apeiron = $M_{\Sigma Osz.} \approx 0{,}6\ m_0$. Der netto-Massendefekt für $n_0 - H^1$ ist rd. = $1{,}6\ m_0$ .)

D.h. es ist lt. (160.) und (168.) :

$$MD_{H^1(b)} = \frac{1}{16} \cdot \left(\frac{c}{v_0}\right)^2 \cdot m_0 \cdot e^{-2\pi}$$

resp. mit $m_0 = \frac{e}{\sqrt{K}} \cdot \frac{v_\eta^2}{c^2}$ aus (195.) :

$$MD_{H^1(b)} = \frac{1}{16} \cdot \left(\frac{c}{v_0}\right)^2 \cdot \frac{e}{\sqrt{K}} \cdot \frac{v_\eta^2}{c^2} \cdot e^{-2\pi} \qquad (207.)$$

$$= \frac{1}{16} \cdot \frac{e}{\sqrt{K}} \cdot \frac{v_\eta^2}{v_0^2} \cdot e^{-2\pi} \qquad (208.)$$

Ebenso wird aus (168.) noch:

$$MD_{H^1(b)} = \frac{1}{16} \cdot \left(\frac{c}{v_0}\right)^2 \cdot m_0 \frac{\left(\frac{c}{v_0}\right)}{3} \cdot \frac{1}{\frac{h^2}{m_0^2}} = \frac{1}{48} \cdot \frac{\left(\frac{c}{v_0}\right)^4}{h^2} \cdot m_0^3 \qquad (209.)$$

bezw. mit: $h^2 = \frac{z^2}{36} \cdot \left(\frac{c}{v_0}\right)^4$ lt. oben:

$$MD_{H^1(b)} = \frac{3}{4} \cdot \frac{m_0^3}{z^2} \qquad (210.)$$

d.i. wegen $m_0^2$ aus (203.) noch:

$$MD_{H^1(b)} = \frac{3}{4} \cdot \frac{m_0 \cdot m_\eta \cdot e}{z^2 \cdot \sqrt{K}} \qquad (211.)$$

Mit den Bestandteilen des brutto-Massendefektes beim $H^1$ , bestehend aus $n_0 - H^1 = 1{,}6\ m_0$ und der Massenäquivalenz der totalen Oszillation des Grundzustandes $A = 0{,}6\ m_0$ beschliessen wir diesen Nachtrag zur Frage der Massendefekte unter der Feststellung, dass an Hand dieser beiden Werte die Massendefekte für nacheinander:

| | | | | |
|---|---|---|---|---|
| $H^1$(netto) | d.i. | MD. | = | 1,6 $m_0$ |
| $H^1$(brutto) | " | "" | = | 2,2 " |
| $H^2$(netto) | " | "" | = | 4,4 " |
| $H^3$ " | " | "" | = | 17,0 " |
| $He^4$ " | " | "" | = | 56,0 " , u.s.w. |

sich auf die folgende einfache Weise nach Fakultäten der Anzahl der Kernbaubestandteile, gezählt nach der Summe der Neutronen und Protonen, darstellen lassen:

| | | | | |
|---|---|---|---|---|
| N = 1 | ($H^1$ netto) | = 1!· 1,6 $m_0$ | = 1,6 $m_0$ | = 1,6 $m_0$ |
| N = 1 | ($H^1$ brutto) | = 1!· 1,6 " | = 1,6 " | |
| | + | = 1!· 0,6 " | = 0,6 " | = 2,2 $m_0$ |

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| N = 2 | ($H^2$netto) | = 2!·1,6 $m_o$ = | 3,2 $m_o$ | | |
| | + | = 2!·0,6 " = | 1,2 " | = | 4,4 $m_o$ |
| N = 3 | ($H^3$netto) | = 3!·1,6 " = | 9,6 " | | |
| | + | (3! - 1) ·0,6 " = | 3,0 " | | |
| | + | Schale-2 = | 4,4 " | = | 17,0 " |
| N = 4 | ($He^4$netto) | = 4!·1,6 " = | 38,4 " | | |
| | + | (4! - 2) ·0,6 " = | 13,2 " | | |
| | + | Schale-2 = | 4,4 " | = | 56,0 " |

u.s.w..

Uebertragen wir nun das Ergebnis unserer Ansätze für kritische charakteristische Beschleunigungen gemäss (199.) und (200.) auf unsere Wiedergabe einer Schwerepotentialdifferenz in Zuordnung zu den tangentiellen Geschwindigkeiten zu beiden Seiten einer Grenzschicht, bezw. zum entsprechenden Geschwindigkeitsdifferential, gemäss (88.) und (89.) dann ergibt sich daraus sofort das erwartete Symmetriebild für Paarerzeugungen und Paarvernichtung, d.h. wir erhalten wegen diesenfalls $\lambda_0 = \delta$ lt. (80.) und (158.) unmittelbar:

$$\nu_0 = \nu_1 \cdot \left(1 + \frac{\gamma \delta}{c^2}\right) = \nu_1 \cdot \left(1 + \frac{\nu_0 \sqrt{c^2 - v_{q*}^2} \cdot \lambda_0}{c^2}\right) = \nu_1 \cdot \left(1 + \frac{\sqrt{c^2 - v_{q*}^2}}{c}\right) \qquad (212.)$$

$$= \nu_1 \cdot (1 + \approx 1) \approx 2\,\nu_1$$

d.i. mit $h\nu_1 + h\nu_1'$ (letzteres für: $\nu_1' = \nu_1 \cdot \approx 1$ lt.o.) aus $h\nu_0$ eine Paarerzeugung von praktisch gleichen Teilchen.

Es lässt sich leicht zeigen, dass die verbleibende charakteristische kleinste Differenz unter diesen Teilchen von der Grössenordnung $= c : \sqrt{c^2 - v_{q*}^2}$, d.i. sehr angenähert wie: $1 : (1 + 1 \cdot 10^{-11}$ ca.), sich einzeln abbilden lässt auf Phänomene von der Art einer Periheldrehung, oder schlussendlich über alle Energie- und damit auch Materieverteilung gesamthaft auf ein kosmologisches Phänomen universell charakteristischer Raumkrümmungen, bezw. - rotationen.

Der Uebergang auf Schwerepotentialdifferenzen in (212.) erfasst identisch den Uebergang auf den hydrodynamischen Ansatz unter (189.) und damit die Realisation des Energie/Masse-Generators gemäss (187.) bis (193.).

Meilen, den 15. November 1956.

gezeichnet:

A. Bopp.

Anton Bopp , Ormisrain 18 , Meilen-Z'ch. (Schweiz).



## Die Randbedingungen zum Energie/Masse-Generator:

(Nachtrag zu den Abhandlungen vom 15.11.56. über das obige Thema und vom 31.8.55. bis 3.10.56. über den Bildungsmechanismus der atomaren Elementareinheiten.)

Aus (88.), (199.) und (189.) wird an der Grenze für $\delta = \lambda_o$ gemäss (158.) und Folge:

$$\phi_o - \phi_i = \rho\delta = b_* \lambda_o = c \cdot \sqrt{c^2 - v_{\eta *}^2} = \bar{\omega}^2 = \frac{P_o - P_i}{\lambda \cdot \varepsilon} \quad (\lambda = R = \tfrac{v}{\nu}) \qquad (213.)$$

und damit geht für diesen Grenzfall (191.), bezw. (193.), über in:

$$p = -\left| m^o \sqrt{\frac{P_o - P_i}{\lambda \cdot \varepsilon}} \cdot \frac{1}{c} \right| \qquad (214.)$$

$$= -\left| m^o \sqrt{\phi_o - \phi_i} \cdot \frac{1}{c} \right| \qquad (215.)$$

$$= -\left| m^o \frac{\sqrt{c \cdot \sqrt{c^2 - v_{\eta *}^2}}}{c} \right| \qquad (216.)$$

Die druckseitige Realisation dieser Voraussetzungen ist in der Abhandlung vom 3.10.56. auf Seite-3 wiedergegeben.

Die Ausübung der Relation $\sqrt{c \cdot \sqrt{c^2 - v_{\eta *}^2}} / c$ erfolgt zweckdienlich über das Neutron im Geltungsbereiche $\delta = \lambda_o$, bezw. über eine zulässige Näherung $\delta \approx \lambda_o$.

Wir schliessen dies einerseits aus dem Bildungsmechanismus des Neutrons und der Rolle des Apeirons, d.i. insbesonders von $A_i$, gemäss (172.), (176.), (183.), (184.), (206.) etc., und andererseits aus den wirksamen Grenzschichtdicken, d.i. z.B. für das Leuchtelektron des $H^1$ nach Bohr:

$$\delta_o = 2a = \frac{h}{\pi \cdot m_o \cdot v_o}, \qquad (217.)$$

demgegenüber die obigenfalls zulässigen Werte:

$$\frac{h}{v_{m_o} \cdot n_o} = \frac{h}{\pi \cdot m_o \cdot v_o} = \delta_o \qquad (218.)$$

und:

$$\frac{h}{A_i \cdot \pi \cdot v_o} = \text{rd. } 10\, \delta_o \qquad (219.)$$

die Voraussetzungen der Ansätze (189.) bis (193.) nicht nur erfüllen, sondern mit Bezug auf $A_i$ an Wirksamkeit noch übertreffen. D.h. mit Neutronen von zulässiger äusserer Energie lt. oben wird gegenüber u.a. z.B. von Wasserstoff=$H^1$ unter Bedingungen gemäss (189.) bis (191.) im Sinne von (193.) ein Energie-Masse-Generator realisiert.

Die vorausgehend genau definierten Grenzaktvorgänge auf seiten der Initialpartner mit ihren charakteristischen kritischen Beschleunigungen

bezw. adäquaten Geschwindigkeitsdifferentialen, auf die einfachste Darstellung reduziert, bedeutet, dass in der Zusammenwirkung von kritischen und quasi-kritischen Werten für den massgeblichen Druckabfall in der Desintegrationsmaterie, d.i. z.B. Wasserstoff = $H^{1}$, und für die äussere Neutronenenergie der wirksamen Zündung unter geeigneter technischer Anordnung, z.B. vermittels u.a. galvanischer Wasserstoffbetätigung an einem tauglichen Adsorbenten, Gleichstrom entnommen werden kann, dessen Ergiebigkeit durch die vorgegebenen kritischen Begrenzungen der jeweiligen einzelnen Einstellungen gesteuert wird. D.h., es ist nach den vorgegebenen Umständen möglich, die korrespondierenden Massendefekte zu entnehmen, oder aber auch den Massenabbau elektrisch total zu gestalten.

Im Rahmen streng kritischer Abgrenzungen werden keine unerwünschten Nebenreaktionen betätigt.

Meilen, den 23. November 1956.

gezeichnet:

A. Bopp.

A. Bopp.

**PS.:**

**Nachtrag:**

Betreffend den Zusammenhang zwischen kritisch charakteristischen Frequenzen, Beschleunigungen, Nullpunktsgeschwindigkeiten und Grenzschichtendicken ergibt sich mit (217.) neben (194.), (199.) und (212.) ergänzend noch:

$$\nu_0 = v^2_{\eta*} \cdot \frac{e}{h} \cdot \frac{1}{\sqrt{K}} = v^2_{\eta*} \cdot \sqrt{\frac{v_0}{2\pi h K}} = \frac{b_*}{\sqrt{c^2 - v^2_{\eta*}}} \qquad (220.)$$

$$= \nu_1 \cdot \left(1 + \frac{\sqrt{c^2 - v^2_{\eta*}}}{c}\right) = \frac{v^2_{\eta*}}{\pi \cdot \sqrt{2 m_0 \delta K}}$$

Die im letzten Gliede dieser Darstellung gezeigte Abhängigkeit einer kritisch charakteristischen Frequenz von Masse, Nullpunksgeschwindigkeit, Grenzschichtendicke und Gravitationskonstante ist von genereller Gültigkeit für jede adäquate Ruhemasse $= \frac{E_0}{c^2} = \frac{h\nu_0}{c^2} = m_0$ .

- - - - - -

D.O.

Anton Bopp , Ormisrain 18 , Meilen-Z'ch. (Schweiz).



## Unitäres Feld und Gravitation:

(Nachtrag zu den Abhandlungen über den Atomismus der Materie, den Bildungsmechanismus der atomaren Elementareinheiten und den Energie/Masse-Generator seit Oktober 1941 bis inkl. November 1956.)

Im Berichte vom 26.5.43. war unter (151.) gezeigt und belegt worden, dass das Verhältnis der schweren Masse des Elektrons zu seiner Ladung identisch ist mit demjenigen seiner kinetischen Nullpunktsenergie zur Selbstenergie seiner Ruhemasse.

Die der Nullpunktsgeschwindigkeit = $v_\eta$ relativ zur Selbstenergie der Ruhemasse zugeordnete Masse ist also gleich der Masse der Ladung gemäss:

$$\frac{m_0 c^2}{v_\eta^2} = \frac{e}{\sqrt{K}} \qquad (221.)$$

Hierzu entnehmen wir noch der Abhandlung vom 15.11.56. aus (198.) und Folge für die kritische charakteristische Beschleunigung in Grenzakten die Relation:

$$b_0 = \frac{e v_\eta^2}{\sqrt{K}} \cdot \frac{1}{h} \cdot \sqrt{c^2 - v_\eta^2} \qquad (198.)$$

bezw. lt. oben:

$$b^* = \frac{E_0}{h} \cdot \sqrt{c^2 - v_\eta^2} = \nu_0 \cdot \sqrt{c^2 - v_\eta^2} \qquad (199.)$$

resp. in Gauss:

$$\frac{E_0}{h \cdot \sqrt{K}} \cdot \sqrt{c^2 - v_\eta^2} = \frac{e v_\eta^2}{h \cdot K} \cdot \sqrt{c^2 - v_\eta^2} = \frac{b^*}{\sqrt{K}} = B_n . \qquad (222.)$$

Die Masse der Ladung = $\pm \frac{e}{\sqrt{K}}$ wird damit:

$$\pm \frac{e}{\sqrt{K}} = \pm B_n \cdot \frac{h \cdot \sqrt{K}}{v_\eta^2 \cdot \sqrt{c^2 - v_\eta^2}} \qquad (223.)$$

Formulieren wir nach Newton:

$$k = f \cdot \frac{m^2}{r^2} \qquad \text{bezw.} \qquad \frac{\sqrt{k} \cdot l}{\sqrt{K}} = m$$

so geht (223.) über in:

$$\pm \frac{e}{\sqrt{K}} = \pm \frac{\sqrt{k} \cdot l}{\sqrt{K}} \qquad (224.)$$

 17

Für $k \cdot l = m_0 c^2$ wird dabei $l = \frac{e^2}{m_0 c^2}$, d.h. gleich dem klassischen Elektronenradius = $2{,}8\mathbf{42} \cdot 10^{-13}$ cm , und die mit $k = m_0 b_0$ wirksame Beschleunigung ist erwartungsgemäss:

$$b_0 = 2\pi \nu_0 \frac{c^2}{v_{0g}} = 2\pi \nu_0 v_{0p} = \omega_0 v_{0p} = \frac{e^2}{l} \qquad (225.)$$

mit $\nu_0 = \frac{m_0 c^2}{h}$ und $v_{0g} = \frac{2\pi e^2}{h}$.

D.h. nach Newton wird für den Fall $k \cdot l = m_0 c^2$:

$$k = m_0 b_0 = m_0 \omega_0 v_{0p} = f \frac{M_L^2}{l^2} = K \cdot \frac{\left(\frac{e}{\sqrt{K}}\right)^2}{l^2} = \frac{e^2}{l^2} = \frac{v_g^4}{K} \qquad (226.)$$

mit: $M_L^2 = m_0 b_0 \, l^2 / K$.

und die aus (221.) und (224.) für $l$ resultierenden Werte sind:

$$l = \frac{e^2}{m_0 c^2} = \frac{m_0 \cdot c^2 \cdot K}{v_g^4} = \frac{e \cdot \sqrt{K}}{v_g^2} \qquad (227.)$$

Hiervon abweichend erhalten wir für kritisch charakteristische Beschleunigung $b^* = \frac{E_0}{h} \cdot \sqrt{c^2 - v_g^2} = \nu_0 \sqrt{c^2 - v_g^2}$ gemäss (198.), (199.) und (222.) oben zunächst das folgende Ergebnis:

$$k = m_* b^* = m_* \nu_0 c = m_* \frac{m_0 c^2}{h} \cdot c = \frac{e^2}{l^2} = f \cdot \frac{M_L^2}{l^2} = K \cdot \frac{\left(\frac{e}{\sqrt{K}}\right)^2}{l^2} \qquad (228.)$$

mit: $M_L^2 = m_* b^* \, l^2 / K$.

bezw.: $$e^2 = m_* \cdot \frac{m_0 c^2}{h} \cdot c \cdot l^2 \qquad (229.)$$

und: $$m_* = \frac{e^2 \cdot h}{l^2 \cdot c \cdot m_0 c^2} = \frac{m_0 c h}{e^2} = 2\pi m_0 \cdot \frac{c}{v_0} . \qquad (230.)$$

bezw. mit (228.) direkt aus: $k \cdot l = m_0 c^2$.

$$k \cdot l = m_* \cdot \frac{m_0 c^2}{h} \cdot c \cdot l = m_0 c^2 \qquad (231.)$$

d.i.: $$m_* = \frac{h}{c \cdot l} = \frac{h \cdot m_0 c^2}{c \cdot e^2} = \frac{m_0 c h}{e^2} = 2\pi m_0 \cdot \frac{c}{v_0} . \qquad (232.)$$

Die auf diese Weise erfasste kritisch charakteristische Masse = $m_*$ erkennen wir ihrer Herleitung wegen als kinetischen Ursprungs. Ihr doppelter Wert von rund $1{,}57 \cdot 10^{-24}$ gr., d.i. inkl. des potentiellen Anteiles, wird gleichzeitig, und wie wir auf Grund unserer bisherigen Deduktionen zeigen wollen, der Masse des Protons bereits auffallend nahe vergleichbar.

Unter Berücksichtigung der energetisch einer Masse = $M$ über den Wert von $2 m_* c^2$ zugeordneten Geschwindigkeit $v_M^2 = 2 m_* c^2 / M$ , d.i. dem doppelten kinetischen Aequivalent, ergibt schliesslich die relativistisch korrigierte Situation :

$$\mathfrak{m} = \frac{m_0 c h / e^2}{\sqrt{1 - v_{\mathfrak{m}}^2 / c^2}} = \frac{m_*}{\sqrt{1 - v_{\mathfrak{m}}^2 / c^2}} \qquad (233.)$$

Dies ist aber unter Zugrundlegung der konventionellen Messgrössen für die atomaren Einheiten für $\mathfrak{m}$ exakt der Wert der doppelten Ruhemasse des Protons:

$$\mathfrak{m} = 2\,\mathfrak{m}_p = 2 \cdot 1{,}662 \cdot 10^{-24}\,gr. \qquad (234.)$$

in vollkommener Uebereinstimmung auch mit der in unseren Ansätzen für den Mechanismus von Grenzakten bezüglich von Ruhemassen entwickelten Modellvorstellung.

Die benützten Werte für atomare Einheiten sind die folgenden:

$$h = 6{,}5967 \cdot 10^{-27}\ cm^2 gr sec^{-1}.$$
$$m_o = 9{,}105 \cdot 10^{-28}\ gr.$$
$$c = 2{,}9975 \cdot 10^{10}\ cm sec^{-1}.$$
$$e = 4{,}79 \cdot 10^{-10}\ cm^{3/2} gr^{1/2} sec^{-1}.$$
$$k = 6{,}68 \cdot 10^{-8}\ cm^3 gr^{-1} sec^{-2}.$$

Das Gewicht der betont potentialtheoretischen inneren und äusseren Zusammenhänge einer unitären Physik wird hier, wie seit Beginn dieser Berichtserie im Jahre 1941 postuliert, in seiner ganzen Bedeutung auf das nachdrücklichste offenbar.

Einfachst war dies bereits dem Ansatze unter (151.) im Berichte vom 26.5.43. zu entnehmen, wo in:

$$\frac{e}{\sqrt{K}} = m_o \cdot \frac{c^2}{v_\eta^2} \quad \text{resp.:} \quad e = m_o \sqrt{K} \cdot \frac{c^2}{v_\eta^2} \qquad (235.)$$

bezw.: $\frac{e}{\sqrt{K}} = M_L = m_o \cdot \frac{c^2}{v_\eta^2}$ und: $\frac{M_L}{m_o} = \frac{c^2}{v_\eta^2}$ (236.)

das Quadrat des Geschwindigkeitsdifferentials $= \frac{c^2}{v_\eta^2}$, wie auf Seiten 31 bis 34 l.c. gezeigt, auf eine Schwerepotentialdifferenz $= \phi_2 - \phi_1 = \mu\,\delta = b_x \cdot l_x$ führt, in Zuordnung zu entsprechenden Gruppen- oder Grenzgeschwindigkeiten von de Brogliewellen mit den Frequenzen $= \nu_1$ und $\nu_2$.

Es ist z.B. lt. (99.) und (100.) l.c.:

$$\frac{v_0^2}{c^2} = \frac{\omega_2 - \omega_1}{\omega_2 + \omega_1} \cdot \frac{(m_0 + m)^2}{m^2} \qquad (237.)$$

und: $$\frac{\phi_2 - \phi_1}{c \cdot v_0} = \sqrt{\frac{\omega_2 - \omega_1}{\omega_2 + \omega_1}} \qquad (238.)$$

79

Alle Details und Zusammenhänge betreffend Grenzaktphänomene und speziell die Verknüpfung von Dispersion und Gravitation sind dort ausführlich wiedergegeben, und die für die Masse der elektrischen Ladung = $M_L$ vorstehend behandelten Ansätze, aus denen gemäss:

$$K \cdot \frac{M_L^2}{r^2} \cdot \frac{1}{b^*} \cdot \sqrt{\frac{m}{m - 2m_*}} = \frac{m_*}{\sqrt{\frac{m - 2m_*}{m}}} = 2\, m_p \,. \qquad (239.)$$

die genaue Masse des Protons hervorgeht, bestätigen übereinstimmend, dass die elektromagnetischen Phänomene, identisch den relativistischen Fiktionen, zusammen mit den atomistischen Merkmalen der Verteilung von Energie vollumfänglich und zwanglos potentialtheoretisch zu begründen sind.

Mit Rücksicht auf die Konstanten folgen kritisch charakteristische materielle Massenwerte zugehörigen charakteristischen Beschleunigungen, bezw. entsprechend korrespondierenden Schwerepotentialdifferenzen.

Das Massenverhältnis zwischen Proton und Elektron ergibt sich daraus zu:

$$\frac{m_p}{m_0} = \frac{\frac{1}{2} \cdot f \cdot \frac{M_L^2 \cdot 1}{r^2 \cdot b^*} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - f \frac{2 M_L^2 c^2}{r^2 \cdot b^* \cdot m_p \cdot c^2}}}}{f \cdot \frac{M_L^2}{r^2} \cdot \frac{1}{b_0}} \qquad (240.)$$

$$= \frac{\frac{1}{2} \cdot f \cdot \frac{M_L^2 \cdot 1}{r^2 \cdot b^*} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - v_m^2/c^2}}}{f \cdot \frac{M_L^2}{r^2} \cdot \frac{1}{b_0}} = \frac{\frac{1}{2} \cdot f \cdot \frac{M_L^2}{r^2 \cdot b^*_{m_p}}}{f \cdot \frac{M_L^2}{r^2 \cdot b_{0\, m_0}}}$$

$$= \frac{b_0}{b^* \cdot 2\sqrt{1 - v_{m_p}^2/c^2}} = \frac{b_{0(m_0)}}{b^*_{(m_p)}}$$

bezw. wegen $\frac{m_p c^2}{h} = \nu_{0_{m_p}}$, resp. $\frac{m_0 c^2}{h} = \nu_{0_{m_0}}$, zu:

$$\frac{\nu_{0(m_p)}}{\nu_{0(m_0)}} = \frac{b_0}{b^* \cdot 2\sqrt{1 - v_{m_p}^2/c^2}} = \frac{b_{0(m_0)}}{b^*_{(m_p)}} = \frac{m_p}{m_0} \approx 1825. \qquad (241.)$$

entsprechend den Werten von $M_p = 1{,}662 \cdot 10^{-24}$ gr. und $m_0 = 9{,}105 \cdot 10^{-28}$ gr. Die Masse der elektrischen Ladung verantwortet damit in der für den

Aufbau des Protons z.B. charakteristischen kritischen Beschleunigungsfeldern eine Gravitationsenergie, deren zugehöriges Gewicht aus Symmetriegründen einer doppelten Protonenruhemasse gleichkommt, und woraus im Mittel die Hälfte die Kernruhemasse gestaltet.

Modellmässig sind alle hier eingehenden Energiefluktuationen beherrscht durch die in den vorausgehenden Berichten seit 1941 in allen Einzelheiten festgelegten Grenzaktmechanismen, vom einfachsten Dispersionsbeispiel, über beliebige Resonanzerscheinungen, bis zu kritischen Beschleunigungsphänomenen von der Art des Riemann-Hugoniotschen mit gequantelter und quantenhaft richtungsvariierter Nadelstrahlung etc. und schliesslich individueller Paarerzeugung und -vernichtung.

Meilen, den 14. Juni 1957: gezeichnet:

A. Bopp

A. Bopp.

Anton Bopp , Ormisrain 18 , Meilen-Z'ch. (Schweiz). 

## Unitäres Feld und Gravitation:

(Nachtrag zur Abhandlung vom 14.6.57. und Fortsetzung der Berichtsserie über den Atomismus der Materie seit Oktober 1941 bis inkl. November 1956.)

Aus (233.) folgerte der Betrag der Ruhemasse des Protons zu:

$$\cdot \quad m_p = \frac{m_0 c h/e^2}{2\sqrt{1 - v_{m_p}^2/c^2}} = \frac{m_*}{2\sqrt{1 - v_{m_p}^2/c^2}} = \frac{m_*}{2\sqrt{\frac{c^2 - v_{m_p}^2}{c^2}}} = 1,662 \cdot 10^{-24}\,\text{gr.} \qquad (242.)$$

mit:

$$m_* = m_0 c h/e^2 = f \cdot \frac{\left(\frac{e}{\sqrt{\kappa}}\right)^2}{r^2} \cdot \frac{1}{b^*} = f \frac{M_L^2}{r^2} \cdot \frac{1}{b^*}$$

$$b^* = \nu_0 c = \frac{m_0 c^2}{h} \cdot c$$

$$r = l = \frac{e^2 h}{m_0 c^2}$$

$$v_{m_p}^2 = 2 m_0 c h \cdot c^2 / e^2 \cdot m_p = 2 m_* c^2 / m_p .$$

in vollkommener Uebereinstimmung mit den jüngsten Messbefunden und unter Benützung der z. Zt. bestanerkannten Daten für die vorkommenden atomaren Einheiten gemäss Seite-3 des Berichtes vom 14.6.57..

Das relative Massenverhältnis zwischen Proton und Elektron bestimmten wir über (240.) und (241.) zu:

$$\cdot \quad \frac{\nu_0(m_p)}{\nu_0(m_0)} = \frac{b_0(m_0)}{b^*(m_p)} = \frac{b_0}{b^* \cdot 2\sqrt{1 - v_{m_p}^2/c^2}} = \frac{m_p}{m_0} = 1825,2 \qquad (243.)$$

mit: $b_0 = \frac{c^2}{r} = \frac{c^2}{l}$ gemäss (225.).

Das praktisch gleiche Resultat folgert über:

$$\cdot \quad m_p = f \cdot \frac{M_L^2}{r^2} \cdot \frac{1}{b^*} \cdot \frac{1}{2 \cdot \sqrt{1 - v_{m_p}^2/c^2}} \quad \text{mit: } v_{m_p}^2/c^2 = f \cdot \frac{2 M_L^2}{b^* r^2 m_p} .$$

d.i. über:

$$m_p = \frac{f \cdot \frac{M_L^2}{r^2} \cdot \frac{1}{b^*}}{2 \cdot \sqrt{1 - f \cdot \frac{2 M_L^2}{b^* r^2 m_p}}} = \frac{f M_L^2}{4 r^2 b^* (b^* r^2 m_p - 2 f M_L^2)}$$

und:

$$m_0 = f \cdot \frac{M_L^2}{r^2} \cdot \frac{1}{b_0} .$$

woraus sich ergibt:

$$\cdot \quad \frac{m_p}{m_0} = \frac{b_0 M_L^2 f}{4b^{*2} \cdot r^2 \cdot m_p - 8f M_L^2 b^*} = \frac{b_0}{4b^*\left(\frac{b^* r^2 m_p}{f M_L^2} - 2\right)} = 1825{,}1 \qquad (244.)$$

bezw.:

$$= \frac{b_0 f M_L^2}{4b^*(b^* r^2 m_p - 2f M_L^2)} = \frac{b_0 e^2}{4b^*(b^* r^2 m_p - 2e^2)} = 1825{,}5 \qquad (245.)$$

Den Operationen entnimmt man unmittelbar, dass:

$$\cdot \quad \frac{1}{2 \cdot \sqrt{1 - v_{m_p}^2 / c^2}} = \frac{e^2}{4(b^* r^2 m_p - 2e^2)} = \frac{f M_L^2}{4(b^* r^2 m_p - 2f M_L^2)} \qquad (246.)$$

Das Zahlenverhältnis:

$$\cdot \quad \frac{b^* r^2 m_p}{2f M_L^2} = \frac{b^* r^2 m_p}{2e^2} = \frac{v_0 e \cdot e^2 \cdot m_p}{2(m_0 c^2)^2} \qquad (247.)$$

bestimmt sich zu: $= 1{,}059$ (248.)

und es ist: $b^* \cdot 4(b^* r^2 m_p - 2e^2)/e^2 = b^*_{m_p}$. (249.)

Gemäss (225.) und (226.) ist nun:

$$\cdot \quad \hbar = m_p \cdot b^*_{m_p} = \frac{e^2}{r^2} = m_0 b_0 . \qquad 250.)$$

d.h. mit (245.):

$$\cdot \quad m_p = \hbar \cdot \frac{f M_L^2}{b^* \cdot 4(b^* r^2 m_p - 2f M_L^2)} = \hbar \cdot \frac{e^2}{b^* \cdot 4(b^* r^2 m_p - 2e^2)} \qquad (251.)$$

Es wird demnach also:

$$\cdot \quad \frac{\hbar}{\sqrt{K}} = m_p \cdot \frac{b^*_{m_p}}{\sqrt{K}} = \frac{e}{\sqrt{K}} \cdot \frac{e}{r^2} = \frac{e}{r^2} \cdot \frac{m_0 c^2}{v_q^2} = \frac{e}{r^2} \cdot M_L . \qquad (252.)$$

d.i. aber: $= m_p \cdot B_{n_{m_p}} = M_L \cdot \frac{e}{r^2}$. (253.)

bezw.: $B_{n_{m_p}} = \frac{M_L}{m_p} \cdot \frac{e}{r^2}$ (254.)

und: $B_{n_{m_p}} \cdot l = \frac{M_L}{m_p} \cdot \frac{e}{r} = \frac{M_L}{m_p} \cdot \sqrt{\hbar}$. (255.)

entsprechend: $\sqrt{\hbar} = B_{n_{m_p}} \cdot \frac{m_p}{M_L} \cdot l$. $(l = r)$ (256.)

und: $$K = \left( Bn_{m_p} \cdot \frac{m_p}{M_L} \cdot l \right)^2 \qquad (257.)$$

identisch: $$K = Bn_{m_p} \cdot \frac{m_p}{M_L} \cdot l \cdot I_{m_p} \cdot 10^{-1} \, Dyn. \qquad (258.)$$

d.i. nach (252.) bis (257.) reduziert, bezw. wegen:

$$K = m_o b_o = m_* b^* = m_p \cdot b^*_{m_p} = f \frac{M_L^2}{r^2} = \frac{e^2}{r^2}$$

mit: $$K = \sqrt{K} \cdot m_p \cdot Bn_{m_p} = \left( Bn_{m_p} \cdot \frac{m_p}{M_L} \cdot l \right)^2 \qquad (259.)$$

und: $$e = Bn_{m_p} \cdot \frac{m_p}{M_L} \cdot l^2 \qquad (260.)$$

$$\underline{K = Bn^* \cdot l \cdot I^* \cdot 10^{-1} \, Dyn.} \qquad (261.)$$

im Einklang mit der bekannten elektrodynamischen Regel:

$$K = Bn \cdot l \cdot I \cdot 10^{-1} \, Dyn. \qquad (262.)$$

Für die EMK folgert direkt:

$$U_{Volt} = Bn_{m_p} \cdot \frac{m_p}{M_L} \cdot l \cdot v^* \cdot 10^{-8}. \qquad (263.)$$

bezw. reduziert:

$$\underline{U^*_{Volt} = Bn^* \cdot l \cdot v^* \cdot 10^{-8}.} \qquad (264.)$$

identisch:

$$U^*_{Volt} = \frac{e}{r} \cdot v^* \cdot 10^{-8} \qquad (265.)$$

mit: $v^* = \sqrt{b^*_{m_p} \cdot l} = \sqrt{\frac{m_o c^2}{m_p}}$ wegen: $m_o b_o = m_p \cdot b^*_{m_p} = \frac{m_o c^2}{l}$

und (263.), bezw. (264.), entspricht, wie erwartet, der technischen Regel:

$$U_{Volt} = Bn \cdot l \cdot v \cdot 10^{-8} \qquad (266.)$$

Zahlenmässig entsprechen vorstehend:

$$Bn^* = \frac{e}{r^2} = \frac{e}{l^2} = 6{,}0894 \cdot 10^{15} \, cm^{-1/2} \, gr^{1/2} \, sec^{-1}$$

$$I^* = Bn^* \cdot l = \frac{e}{l} = 1{,}7079 \cdot 10^3 \, cm^{1/2} \, gr^{1/2} \, sec^{-1}$$

und: $$U^*_{Volt} = 11980 \, cm^{3/2} \, gr^{1/2} \, sec^{-2}$$

Meilen, den 21. Juni 1957.                    gezeichnet:

A. Bopp.

A. Bopp.

Anton Bopp , Ormisrain 18 , Meilen-Z'ch. (Schweiz). 

## Unitäres Feld und Gravitation:

(Nachtrag zu den Berichten vom 14. und 21. Juni 1957 über das obige Thema.)

Die vorausgehend abgeleitete und gesicherte Newtonsche Fassung der Mechanik des Atomismus der Energie erhärtet an Hand der Beispiele zum Elektron und Proton nachträglich unabhängig unseren Ansatz in (151.) vom 26.5.43., von dem wir ausgingen.

Die kinetische Nullpunktsenergie der Masse der elektrischen Ladung ist gleich der Selbstenergie der Ruhemasse des Elektrons.

Ihr Aequivalent entspricht aber auch gleichzeitig dem Betrage der Gravitationsenergie der Masse der elektrischen Ladung über die Strecke $l_0 = \frac{e^2}{m_0 c^2}$, d.h. über die diesem Resonanzakt gemäss (88.) bis (158.) als Potentialsprung zugeordnete kritische Grenzschichtdicke $\delta = l_0$.

Für die Masse der Ladung $M_L = \frac{e}{\sqrt{K}}$ gilt lt. oben:

$$\breve{K} = f \cdot \frac{M_L^2}{r^2} = m_* \cdot b^* = M_L \cdot b_L \qquad (267.)$$

d.h., es ist: $b_L = K \cdot \frac{M_L}{r^2} = \frac{e \cdot \sqrt{K}}{l_0^2}$ mit: $r = l_0 = \frac{e^2}{m_0 c^2}$, (268.)

bezw. über die kritische Wegstrecke $= l_0$:

$$v_g^2 = b_L \cdot l_0 = \frac{e \cdot \sqrt{K}}{l_0} = \frac{m_0 c^2 \cdot \sqrt{K}}{e} \qquad (269.)$$

in Uebereinstimmung mit (151.) und (221.).

Der Ansatz:

$$M_L \cdot v_g^2 = m_0 c^2 \quad \text{bezw.:} \quad M_L = \frac{m_0}{\frac{v_g^2}{c^2}} \qquad (270.)$$

entspricht relativistisch:

$$M_L = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad \text{mit:} \quad \beta^2 = \frac{c^4 - v_g^4}{c^4}. \qquad (271.)$$

Der rein potentialtheoretische Charakter des gesamten Atomismus der Energie ist damit nachgewiesen.

Meilen, den 4. Juli 1957. gezeichnet: A. Bopp.

A. Bopp.

Anton Bopp , Ormisrain 18 , Meilen-Z'ch. (Schweiz). 

## Unitäres Feld und Gravitation:

(Nachtrag zu den Berichten vom 14.6.57. bis 4.7.57. über das obige Thema und zur vorausgehenden Berichtsserie ab Oktober 1941 zum Atomismus der Energie.)

*Fluktuationen in der unitären Newtonschen Fassung der Mechanik des Atomismus der Energie - Grenzaktphänomene und Grenzschichtdicken - innere Comptoneffekte - Elektrodynamik der Massendefekte - Automechanismen etc..*

Die erzeugende kritische Grenzschichtdicke für die Selbstenergie $= m_0 c^2$ des Elektrons befanden wir vorausgehend zu:

$$\delta_0 = l_0 = \frac{e^2}{m_0 c^2} \qquad (272.)$$

Für das Proton, bezw. für den Wasserstoff $= H^1$ , entnehmen wir $\delta_{m_p}$ aus (247.) zu:

$$\delta_{m_p} = 2\lambda_0 \frac{c^2}{v^2_{m_p}} = 2\lambda_0 \frac{b^* r_0^2 m_p}{2f M_L^2} = 2\lambda_0 \frac{m_p c}{2h} \cdot l_0 = \frac{\lambda_0}{\lambda_{m_p}} \cdot l_0 = \frac{m_p}{m_0} \cdot l_0 \qquad (273.)$$

resp. es ist generell: $$\delta_n = \frac{\lambda_0}{\lambda_n} \cdot l_0 = \frac{m_n}{m_0} \cdot l_0 \; . \qquad (274.)$$

Dabei erinnert man sich, dass:

$$\lambda_0 = \frac{h}{m_0 c} = \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{2 \sin^2 \varphi/2} \qquad (275.)$$

den Comptoneffekt kontrolliert, und $\varphi$ den auftretenden Streuwinkel misst.

Es ist also lt. oben z.B.: $(r_0 = l_0 = \delta_0)$

$$\breve{k}\delta_0 = f \frac{M_L^2}{r_0^2} \delta_0 = m_0 b_0 l_0 = m_0 \frac{c^2}{l_0} \cdot l_0 = m_0 c^2 \qquad (276.)$$

und: $$\breve{k}\delta_{m_p} = f \cdot \frac{M_L^2}{r_0^2} \cdot \delta_{m_p} = m_p \cdot b_{m_p} \cdot \delta_{m_p} = m_p \cdot \frac{m_0}{m_p} \cdot b_0 \cdot \frac{m_p}{m_0} \cdot l_0 = m_p c^2 , \qquad (277.)$$

bezw. allgemein: $$\breve{k}\delta_n = m_n c^2 \; . \qquad (278.)$$

Ueber die Bedeutung der Grenzschichtdicken und ihrer näheren Umstände berichten bereits unsere hydromechanischen Aehnlichkeitsbetrachtungen vom 26.5.43. recht ausführlich.

Von noch grösserem Gewichte erscheinen uns heute diese Zusammenhänge im Rahmen unserer unitären Newtonschen Fassung der Mechanik des Atomismus der Energie.

Es ist darin:

$$\breve{k} = \text{Konst.} = m_0 b_0 = m_p b_{m_p} = m_n b_n \quad , \tag{279.}$$

d.i.:
$$b_n = \frac{m_0}{m_n} \cdot b_0 \quad , \tag{280.}$$

bezw. (278.) ergibt identisch (274.) :

$$\delta_n = \frac{m_n c^2}{\breve{k}} = \frac{h\nu_n}{m_n b_n} = \frac{c^2}{b_n} = \frac{m_n}{m_0} \cdot l_0 \quad . \tag{281.}$$

Hierzu gelangen wir auch für $\delta_0 = l_0$ z.B. über:

$$M_L = \frac{h\nu_0}{v_\eta^2} = \frac{h\nu_0}{f \cdot M_L} \cdot l_0 \, , \quad d.i.: \; M_L^2 = \frac{h\nu_0}{f} \cdot l_0 \quad , \tag{282.}$$

d.i. wegen: $f = \breve{k} \cdot \frac{r_0^2}{M_L^2} \quad (r_0 = l_0)$ :

$$M_L^2 = \frac{h\nu_0 \cdot l_0}{\breve{k} \cdot l_0^2} \cdot M_L^2 \, , \quad bezw.: \; \breve{k} = \frac{h\nu_0}{l_0} = \frac{m_0 c^2}{\delta_0} \tag{283.}$$

Für kritische Massen ist damit:

$$m_* = \frac{h\nu^*}{b_* \cdot \delta_*} \tag{284.}$$

und für $\delta_0 = r_0 = l_0 = \frac{e^2}{m_0 c^2}$ wiederholen wir nochmals, dass:

$$\breve{k}\delta_0 = \breve{k} r_0 = \breve{k} l_0 = E_0 = f \frac{M_L^2}{r_0^2} \cdot l_0 = f \frac{M_L^2}{l_0} = \frac{e^2}{l_0} = m_0 c^2 = h\nu_0 = M_L \cdot v_\eta^2 \, . \tag{285.}$$

d.h.:
$$\delta_0 = \frac{h\nu_0}{f \frac{M_L^2}{r_0^2}} = \frac{M_L \cdot v_\eta^2}{f \frac{M_L^2}{r_0^2}} \tag{286.}$$

entsprechend:
$$h\nu_n = \breve{k}\delta_n = m_n \cdot b_n \cdot \delta_n \quad , \tag{287.}$$

und:
$$f \cdot M_L = v_\eta^2 \cdot l_0 = v_\eta^2 \cdot \delta_0 \quad . \tag{288.}$$

Diese Wiederholungen führen uns besonders auf:

$$h\nu_0 \delta_0 = e^2 \tag{289.}$$

bezw.:
$$\frac{h\nu_0 \delta_0}{h\nu_n \delta_n} = \frac{m_0^2}{m_n^2} \tag{290.}$$

und:
$$e^2 = \frac{m_0^2 c^2}{m_n} \cdot \delta_n = E_0 \delta_0 \quad , \tag{291.}$$

d.i. auf:
$$e^2 = \frac{E_0^2}{h\nu_n} \cdot \delta_n \quad resp.: \; \frac{h\nu_n}{\delta_n} = \frac{E_0}{\delta_0} = \text{Konst.} = \breve{k} \, . \tag{292.}$$

und ganz allgemein auf:

$$\nu_0 \delta_n = \nu_n \delta_0 \quad und: \; \frac{\nu_0}{\nu_n} = \frac{\delta_0}{\delta_n} \quad . \tag{293.}$$

Dabei erinnern wir uns, dass:

$$\delta = \frac{\phi_2 - \phi_1}{f} \quad bezw.: \; m = \frac{h\nu}{\phi_2 - \phi_1} \quad . \tag{294.}$$

 87

und somit:

$$h\nu_n \delta_n = h\nu_n \cdot \frac{(\phi_2 - \phi_1)_n}{b_n} = m_n c^2 \cdot \frac{m_n}{m_0} \cdot \delta_0 \qquad (295.)$$

$$= m_n c^2 \delta_n = \frac{m_n^2}{m_0^2} \cdot e^2 ,$$

bezw.: $$e = \frac{m_0}{m_n} \cdot \sqrt{h\nu_n \delta_n} = Konst. \qquad (296.)$$

Für die Energiefluktuation im Sinne der unitären Newtonschen Fassung der Mechanik des Atomismus der Energie, und besonders für die Wechselwirkungen zwischen Materie und Strahlung, sind diese Zusammenhänge, vor allem bezüglich der Rolle der elektrischen Ladung, bezw. ihrer Masse, von recht einsichtiger Bedeutung. Ihr fundamentaler und weitschichtiger Einfluss ist klar.

An dieser Stelle interessiert uns lediglich ihr Verhältnis zur Elektrodynamik der Massendefekte.

Der brutto-Massendefekt für den Wasserstoff = $H^1$ ist lt. (208.):

$$\mathfrak{M}\mathfrak{D}_{H^1(b)} = \frac{1}{16} \cdot \frac{e}{\sqrt{K}} \cdot \frac{v_q^2}{v_0^2} \cdot e^{-27} \qquad (297.)$$

$$= n_0 - H^1 + A \approx 2,2\, m_0 \qquad (298.)$$

mit: A = Apeiron = $\xi = 6 H^1 \cdot \left(\frac{v_0}{c}\right)^2 \approx 0,6\, m_0$ gemäss (183.).

Damit wird der netto-Massendefekt für $H^1$ :

$$\mathfrak{M}\mathfrak{D}_{H^1(n)} = n_0 - H^1 = \mathfrak{M}\mathfrak{D}_{H^1(b)} - \xi \approx 1,6\, m_0 \qquad (299.)$$

$$= \frac{1}{16} \cdot \frac{e}{\sqrt{K}} \cdot \frac{v_q^2}{v_0^2} \cdot e^{-27} - \xi , \qquad (300.)$$

resp. wegen $\frac{e}{\sqrt{K}} = M_L$ und (270.) :

$$\mathfrak{M}\mathfrak{D}_{H^1(n)} = \frac{1}{16} m_0 \cdot \frac{c^2}{v_0^2} \cdot e^{-27} - \xi , \qquad (301.)$$

bezw. mit (85.) :

$$n_0 - H^1 = \frac{1}{16} m_0 \cdot \frac{c^2}{v_0^2} \cdot \frac{c^2}{v_0^2} \cdot \frac{m_0^2}{H^{1\,2}} \cdot \frac{1}{3} - \xi , \qquad (302.)$$

$$= \frac{1}{48} \cdot \frac{m_0^3}{H^{1\,2}} \cdot \frac{c^4}{v_0^4} - \xi ,$$

d.i. lt. (210.): $$= \frac{3}{4} \cdot \frac{m_0^3}{\xi^2} - \xi \qquad (303.)$$

$$= \frac{3 m_0^3 - 4 \xi^3}{4 \xi^2} \approx 1,6\, m_0 ;$$

approximiert gilt also:

$$n_0 = H^1 + m_0 + A . \qquad (304.)$$

Lt. Bericht vom 15.11.56., Seite-3, ist nun: $\frac{1}{16} \cdot \frac{1}{v_0^2} = \frac{R}{c^2}$ .
(R = Reynoldscher Parameter für maximale Störung)

Damit gilt für (297.):

$$\cdot \quad m\mathcal{D}_{\eta^{1}(b)} = \frac{1}{16} \cdot \frac{v_\eta^2}{v_0^2} \cdot \frac{e}{\sqrt{K}} \cdot e^{-2\eta} = \frac{R \cdot v_\eta^2}{c^2} \cdot M_L \cdot e^{-2\eta} = m_0 \cdot R \cdot e^{-2\eta} \qquad (305.)$$

bezw. es wird:

$$\cdot \quad n_0 - (\eta^1 + \xi) = n_0 - \eta^1(b) = m_0 \cdot R \cdot e^{-2\eta} \qquad (306.)$$

d.h. der für den Massendefekt unter (306.) zuständige Dispersionsansatz, in dem R die Schwerepotentialdifferenz ausweist, hat als doppelter innerer Comptoneffekt mit mathematisch-physikalisch reindiffusionstheoretischer Prägung als energetische Bilanz:

$$\cdot \quad \frac{(n_0 - \eta^1(b)) \cdot c^2}{R \cdot e^{-2\eta}} = m_0 c^2 = \frac{e^2}{l_0} = f \frac{M_L^2}{r_0^2} \cdot \delta_0 = M_L \cdot v_\eta^2 = k \cdot \delta_0 \ . \qquad (307.)$$

Lt. (274.), (275.) und (295.) ist allgemein:

$$\cdot \quad h\nu_n \delta_n = h\nu_n \cdot \frac{\lambda_0}{\lambda_n} \cdot l_0 = h\nu_n \cdot \frac{(\lambda_2 - \lambda_1) \cdot l_0}{2 \sin^2 \varphi/2 \cdot \lambda_n} = \frac{m_n^2}{m_0^2} \cdot e^2 \ , \qquad (308.)$$

bezw.:

$$\frac{(\lambda_2 - \lambda_1) \cdot l_0 \cdot m_0^2 c^2}{2 \sin^2 \varphi/2 \cdot \lambda_n \cdot m_n} = e^2 \ . \qquad (309.)$$

Ebenso ist nach (307.) betreffend den brutto-Massendefekt beim Wasserstoff = $H^1$ :

$$\cdot \quad \frac{(n_0 - \eta^1(b)) \cdot c^2}{R \cdot e^{-2\eta}} \cdot l_0 = e^2 \qquad (310.)$$

d.h. es ist:

$$\cdot \quad \frac{n_0 - \eta^1(b)}{R \cdot e^{-2\eta}} = \frac{(\lambda_2 - \lambda_1) \cdot m_0^2}{2 \sin^2 \varphi/2 \cdot \lambda_n \cdot m_n} \qquad (311.)$$

$$\cdot \quad = m_0 \cdot \frac{(\lambda_2 - \lambda_1)}{2 \sin^2 \varphi/2 \cdot \lambda_n} \cdot \frac{m_0}{m_n} \ .$$

In vollem Einklang mit unseren Ansätzen und der Erfahrung ist vorliegendenfalls $\delta_n = \delta_0$ und darum $\nu_n = \nu_0$ , wie sich durch Einsetzen in (293.), d.h. aus:

$$\cdot \quad \nu_n = \frac{\nu_0 \cdot \delta_n}{\delta_0} \ (\delta_n = \delta_0) = \nu_0 \qquad (312.)$$

ergibt.

Lt. (112.) ist nun:

$$\cdot \quad h\nu_n = m_n c^2 = \frac{dv_p}{d\nu} \cdot \frac{w_1 \cdot w_2 \cdot h}{(v_p - v_g)} \qquad (313.)$$

und mit $\frac{dv_p}{d\nu} = 0$ ist $v_p = v_g$ , d.h. es fehlt Dispersion.

Mit bsplw. $\omega_2 = 2\pi\nu_2 = 2\pi\nu_0$ können wir setzen:

$$\cdot \quad m_n = \frac{dv_p}{d\nu}\cdot\frac{h\nu_0}{c^2}\cdot\frac{2\pi\omega_i}{(v_p - v_g)} = m_0\,\frac{dv_p}{d\nu}\cdot\frac{2\pi\omega_i}{(v_p - v_g)} \quad . \qquad (314.)$$

Damit wird mit (311.):

$$\cdot \quad \frac{m_0}{m_n} = \frac{(n_0 - \mathcal{H}^{i}(b))\cdot 2\sin^2\varphi/2\cdot\lambda_n}{R\cdot e^{-2\pi}\cdot m_0(\lambda_2 - \lambda_i)} = \frac{d\nu}{dv_p}\cdot\frac{(v_p - v_g)}{2\pi\omega_i} \qquad (315.)$$

$$\cdot \quad = \frac{d\nu}{dv_p}\cdot\frac{dv_p}{d\nu}\cdot\frac{m_0}{m_n} \quad ,$$

d.i. wegen (308.):

$$\cdot \quad \frac{2\sin^2\varphi/2\cdot\lambda_n\cdot m_n}{(\lambda_2 - \lambda_i)\cdot m_0} = \frac{\lambda_n\cdot m_n}{\lambda_0\cdot m_0} = 1 \quad . \qquad (316.)$$

(315.) ist damit der Lösung (125.) von (119.) zuzuordnen mit den Grenzfällen (126.) und (127.), d.i. für $h\nu_n$ nach (313.) dem Falle (126.) und für $m_n c^2$ nach (314.) dem Falle (127.), bezw. (130'.),

d.i.:

$$c\varrho\cdot\frac{\partial\varphi}{\partial t} = \varkappa\,\Delta\varphi \qquad (317.)$$

Da in unserem Beispiel Quellen figurieren, führt die Lösung der Aufgabe über die Ansätze (136.) bis (148.), d.h. auf die Normalform

$$\cdot \quad \frac{\partial^2 u}{\partial\xi\,\partial\eta} = G\left(\xi, \eta, u, \frac{\partial u}{\partial\xi}, \frac{\partial u}{\partial\eta}\right). \qquad (318.)$$

der nichtlinearen Wellengleichung vom hyperbolischen Typus mit Realisierung eines Grenzaktes von der Art des Riemann-Hugoniotschen-Phänomens mit punktförmiger Singularität der Unstetigkeitswellen 2-ter Ordnung in der Spitze des Tangentialkegels der diesen Bewegungen zugeordneten abwickelbaren Integralfläche gemäss unseren hydromechanischen Vorwegnahmen für die mathematisch-physikalische Interpretation dieser entscheidenden und charakteristischen Beschleunigungsphänomene.

Die Gesamtheit aller unitär gravimetrischen und elektrischen Erscheinungen ist damit, wie wir bereits früher annehmen mussten, auf kritisch-charakteristische Singularitäten von der obigen Art projiziert und gehorcht in extrema Fällen von der Art (127.), d.h. sie approximieren in Grenzakten zeitlich distinguiert, d.i. als Materialisationen individueller Halbwertzeiten, mathematisch-physikalisch den Fall der reinen Diffusion.

Die zu (127.) koordinierte 2-te Lösung folgt der Tendenz von Fall (126.) für die Lichtquantenexistenz der Energie mit im Grenzfall bleibenden individuellen Dämpfungen und verzerrungsfreier Ausbreitung von Störungen.

Durch geeignete Wahl der äusseren Umstände kann der geschilderte dispersive Mechanismus wahlweise auf Verhältnisse geführt werden, die mit (315.)/(316.) Relaxationsstrecken und Amplituten dahingehend beeinflussen, dass die Grössen $\hbar\delta_n$ nach $\frac{\delta_n}{\delta_0}\cdot\hbar\delta_0$ streben und damit in gegebenenfalls ausschliesslich elektrischer Energieform Masse im Sinne von $m_n\cdot c^2 \longrightarrow \frac{m_n}{m_0}\cdot E_0$ als Energiequelle zugänglich wird.

In multiplen Situationen bestimmen die eingehenden kritisch-charakteristischen Singularitäten nach ihren zugehörigen Halbwertzeiten das äussere Bild. Die Dämpfungen streben im Maximum auf den Erhaltungszustand gegenüber maximaler Störung, und entsprechend erfolgt der Aufbau von Häufungen im Grenzfalle nach den im Vorausgehenden ermittelten Regeln des Bildungsmechanismus der atomaren Elementareinheiten und der adjungierten Massendefekte.

Die aus Wasserstoff = $H^1$ im Direktaufschluss maximal zu gewinnende elektrische Energie ist:

$$E_{H^1}\,max. = \frac{H^1}{m_0}E_0 - E_0 = \frac{H^1}{m_0}\cdot h\nu_0 - M_L\cdot v_\eta^2, \qquad (319.)$$

wie die Kinetik von (233.), bezw. (239.), exakt nachweist und dem Verhalten von kritisch-charakteristischen Singularitäten nach Fall (126.), bezw. (127.), d.i. dem ponderablen Benehmen von Energie in den bezüglichen Grenzfällen von Lichtquanten- und materieller Existenz, im Einklang mit unseren Untersuchungen entspricht.

Meilen, den 19. September 1957. gezeichnet:

A. Bopp.

Anton B o p p , Ormisrain 18 , Meilen - Z'ch. (Schweiz).

---

Nachtrag zur Phänomenologie der Energie:

## " Die Konstitution des Lichtes."

**Vorwort:**

Die Nichtunterscheidbarkeit individueller Zustände an den experimentellen Grenzen naturwissenschaftlicher Forschung begründete auf der Statistik der Wahrscheinlichkeiten die Quantentheorie.

Man verzichtete nicht nur auf die Anschaulichkeit, sondern man bestritt sogar die Zulässigkeit grundlegender gesetzmässiger Vorwegnahmen und Modellvorstellungen. Man leugnete also den Sinn, nach Gesetzen zu suchen, die im atomaren oder sonst multiplen, z.B. kosmologischen Geschehen, das Verhalten individueller Zustände in solcher Form bestimmen, dass im Mittel daraus die beobachteten Wahrscheinlichkeiten bestätigt werden.

Gerade der Eckpfeiler der Quantenphysik, das Plancksche Wirkungquantum, wurde zum Garanten gegen jedes individuelle und universelle Modell einer unitären Konzeption, obwohl mit ihm die Kluft zwischen den Strukturelementen der Strahlung und der Materie und den genauen Mechanismus einer Wechselwirkung zwischen beiden Teilen erst aufgezeigt wurde und ohne Zusatzvorwegnahmen keine kausale Klärung möglich ist.

Das verbindende Gesetz, bezw. das bezügliche individuelle Modell zu suchen, das einer unitären Physik genügen kann, wurde in den nachstehenden Berichten mit Erfolg unternommen.

Erfreulicherweise ist das Resulat nicht eine Komplizierung gegenüber dem Formalismus der Quantentheorie, sondern eine einzigartige Erleichterung. Verwickelste und bisher völlig hoffnungslose Probleme können plötzlich mit geringstem Aufwande glatt gelöst werden, so z.B. die strukturelle exakte Relation zwischen Licht und Stoff, die Thermodynamik bis T-abs. = null, das Turbulenzproblem und Vieles andere dergleichen bisher Unzugängliche.

Die technische Nutzung der Energiedepots in Strahlung und Stoff dürfte auf diese neuen Einsichten gestützt in absehbarer Zeit einfache und neuartige Aussichten und Lösungen bieten können.

Den 29. Mai 1958.

A. Bopp

A. Bopp.

Anton B o p p , Ormisrain 18 , Meilen - Z'ch. (Schweiz). 

## Nachtrag zur Phänomenologie der Energie: Die Konstitution des Lichtes:

* In den Berichten seit 19.10.41. bis inklusive 19.9.57. ist vorausgehend die Phänomenologie der Energie und ihre mathematisch-physikalische Interpretation als ein wesentlich potentialtheoretisches Problem zu einer streng unitären Mechanik aller ihrer Zweige in Konstitution und Verteilung entwickelt worden.

* Mit den experimentellen Befunden einschliesslich der jüngsten Forschung praktisch absolut übereinstimmend wurde dabei der Nachweis erbracht, dass ein einziges Grundgesetz allen physikalischen Tatsachen, vom Atomismus und seinen kritischen Merkmalen bis zu den kosmologischen Phänomenen aller Art, zwanglos gerecht wird.

* Das Grundsätzliche ist mehrfach in variierten Themen verschiedener Breite zusammengefasst worden und kann zur raschen allgemeinen Orientierung helfen. Im Berichte "Unitäres Feld und Gravitation" vom 19.9.57., Seiten 5 - 6, und unter Berücksichtigung der Symmetriebedingungen in den Abhandlungen "Unitäres Feld und Gravitation" vom 14.6.57., Seiten 3 - 5, und "Randbedingungen zum Energie-Masse-Generator" vom 15.11.56., Seite 7, finden sich solche wegweisende kurze Zusammenfassungen. Im letztgenannten Kapitel sind die kosmologischen Konsequenzen der unitären Ansätze, z.B. das Phänomen universeller charakteristischer Raumkrümmungen und -rotationen, den kritischen charakteristischen Merkmalen des Atomismus der Materie identisch gegenübergestellt.

* Auf den ersten Blick mag es darum etwas überflüssig erscheinen, hier Wiederholungen vorzutragen. Die praktische Zielsetzung der Abgrenzung eines Quantengenerators lässt die Ausklammerung des obigen Themas jedoch als lohnend empfinden.

* Die Gravitationskraft der Masse der Ladung $= M_L = \frac{e}{\sqrt{\kappa}}$ im Abstande $= l_0 = \frac{e^2}{m_0 c^2}$ ist:

$$K_g = f \frac{M_L^2}{l_0^2} = \frac{(m_0 c^2)^2}{e^2} . \qquad (320.)$$

Identisch ist die Zentrifugalkraft der Masse $= \frac{h\nu_0}{c^2} = m_0$ mit der Achse $= l_0 = \frac{e^2}{m_0 c^2}$ und der Umlaufgeschwindigkeit $v_U = \sqrt{(c^4 - v_{q_0}^4)/c^2} \cong c$ , wobei c die Lichtgeschwindigkeit und $v_{q_0}$ die Nullpunktsgeschwindigkeit des Energiezentrums eines Bündels von der Selbstenergie $= E_0 = h\nu_0 = m_0 c^2$, d.i.: $v_{q_0} = \sqrt{\frac{q_0}{m_0}} = \sqrt{\frac{h\nu_{q_0}}{m_0}}$, ( $h\nu_{q_0} = (m_0 c)^2 \frac{\sqrt{\kappa}}{e}$ ), bedeutet.

 93

$$K_z = m\omega^2 r = \frac{m_0 c^2}{l_0} = \frac{(m_0 c^2)^2}{e^2} . \qquad (321.)$$

Damit ist $M_L v_{q_0}^2 = m_0 c^2$ dahin interpretiert, dass gemäss:

$$M_L = \frac{m_0}{\sqrt{1-\beta^2}} \qquad \left(\beta^2 = \frac{c^4 - v_{q_0}^4}{c^4}\right) \qquad (322.)$$

die mit der Achse $= l_0 = \frac{e^2}{m_0 c^2}$ umlaufende Energie $= E_0$ , bezw. ihr Massenäquivalent $= \frac{h\nu_0}{c^2} = m_0$ , zufolge ihrer Umlaufgeschwindigkeit $= v_V = \sqrt{(c^4 - v_{q_0}^4)/c^2} \approx c$ , im Betrage die Masse der Ladung $= M_L = \frac{e}{\sqrt{K}}$ darstellt, die mit Bezug auf die Nullpunktsgeschwindigkeit des Schwerpunktes des Bündels $= v_{q_0}$ in demselben kinetisch plus potentiell die totale Energie:

$$E_0 = M_L v_q^2 = m_0 c^2 = h\nu_0 \qquad (323.)$$

repräsentiert.

(320.) und (321.) genügen identisch auch dem Coulombschen Ansatz:

$$f \frac{M_L^2}{l_0^2} = \frac{e^2}{l_0^2} = \frac{e^2}{r^2} . \qquad (324.)$$

Das Elektron ist damit hydromechanisch reduziert auf das Bild eines Wirbels von der kritischen Selbstenergie $= h\nu_0 = M_L v_{q_0}^2$ und der Ruhemasse $= m_0 = \frac{h\nu_0}{c^2} = M_L \cdot \frac{v_{q_0}^2}{c^2}$ .

Das totale Kräftegleichgewicht dieses speziellen Vorganges ist allerdings erst im Symmetrieschema des Paarmechanismus mit seinen phänomenologischen Paritäten voll gewährt.

Konventionellerweise bezeichnen wir willkürlich das im erregenden Störpotentialfeld, einfachst z.B. bei Paarerzeugung an einem materiellen Teilchen, impulsmässig assimilierte Massenäquivalent als Positron.

Das verbleibende Bild zeigt anschliessend das bekannte feldmässige Verhalten.

Nur insoweit die phänomenologischen Paritäten und Symmetriebedingungen für (320.) bis (324.) streng erfüllt sind, realisiert ein kritisches Quant $= 2h\nu_0$ eine Paarbildungssituation und vollzogenenfalls entsprechende elektrische Ladung.

* Lt. (322.) ist: $$\frac{m_0^2}{M_L^2} = (1-\beta^2) = \frac{\phi_2 - \phi_1}{f\delta} \qquad (325.)$$

d.i. wegen diesenfalls $p\delta_0 = c^2$:

$$\phi_2 - \phi_1 = \frac{(m_0 c)^2}{M_L^2} = \frac{v_g^4}{c^2} , \qquad (326.)$$

und das kritische Quant $= 2h\nu_0$ ist damit:

$$2E_0 = 2h\nu_0 = 2 \cdot \frac{e}{\sqrt{K}} \cdot c \cdot \sqrt{\phi_2 - \phi_1} \qquad (327.)$$

Für den Anschluss an hydromechanische Abbildungsweise formulieren wir (326.) gemäss:

$$m_0^2 = \frac{e^2}{c} \cdot \frac{\phi_2 - \phi_1}{K} \cdot \frac{1}{c} . \qquad (328.)$$

Das aufs engste mit der Perihelbewegung der relativistischen Keplerbewegung verknüpfte elementare Impulsmoment $= p_0 = \frac{e^2}{c}$ erzeigt sich so gemäss unserer früheren Befunde anschaulichst an der massebestimmenden Störung beteiligt.

* Zentral in hydromechanische Darstellungsweise, d.i. speziell auf die Reynoldsche Ziffer = R für maximale Störung lt. (154.) und (155.), führen uns die elementaren Impulsmomente $\frac{h}{2\pi}$ und $\frac{e^2}{c}$ gemäss:

$$16R = \left(\frac{h}{2\pi} : \frac{e^2}{c}\right)^2 \approx 136{,}63^2 \qquad (329.)$$

$$\text{bezw.:} \quad R = \frac{c_k}{c_K} = \frac{1}{16} \cdot (8 \cdot 2\pi e)^2 \approx 1167{,}7 \qquad (330.)$$

$$\text{und:} \quad \frac{h}{2\pi} = 4\sqrt{R} \cdot \frac{e^2}{c} \qquad (331.)$$

Für nachfolgende erweiterte hydromechanische Vergleichszwecke und ergänzend zum unmittelbaren Geltungsbereiche des Mechanismus der Energieverteilung zu (320.) bis (324.) beschreiben wir das Wirkungsquantum mit Bezug auf den totalen Impuls der Energie $= I_\Sigma = \frac{m_0 c^2}{v_g}$ und den atomaren Impulswert $= I_0 = m_0 c$ noch wie folgt:

$$h = \frac{2\pi e^2}{v_0} = \frac{2\pi l_0 \cdot m_0 c^2}{v_0} = \frac{U_0}{v_0} \cdot E_0 = U_0 \cdot I_\Sigma \qquad (332.)$$

$$\text{bezw.:} \quad h = 2\pi l_0 \cdot m_0 c \cdot 4\sqrt{R} = U_0 \cdot I_0 \cdot 4\sqrt{R} . \qquad (333.)$$

$$\text{d.i.:} \quad I_\Sigma = I_0 \cdot 4\sqrt{R} \qquad (334.)$$

Unter Uebergang auf die Grenzschichtenvorgänge im Bildungsmechanismus der Relation Masse/Ladung der elektrischen Elementarpartikel und betreffend die Kinetik des Leuchtelektrons beim Wasserstoff

= $H_1$ bezeichnen wir die massgeblichen Schwerepotentialdifferenzen in Zuordnung zur Masse der Ladung und des Elektrons mit $(\phi_2 - \phi_1)_L$ und $(\phi_2 - \phi_1)_0$.

Aus (325.) und (326.) erhalten wir sodann zusammen mit: $\frac{m_0^2}{m^2_{(v_0)}} = \frac{c^2 - v_0^2}{c^2} = \frac{(\phi_2 - \phi_1)_0}{c^2}$ die zwischen diesen Vorgängen bestehende Relation:

$$(\phi_2 - \phi_1)_0 \cdot v_{g_0}^4 = (\phi_2 - \phi_1)_L \cdot c^2 (c^2 - v_0^2), \tag{335.}$$

bezw.:

$$\frac{m_0^2 c^2}{M_L^2} \cdot \frac{m^2_{(v_0)}}{m_0^2 c^2} = \frac{m^2_{(v_0)}}{M_L^2} = \frac{(\phi_2 - \phi_1)_L}{(\phi_2 - \phi_1)_0}, \tag{336.}$$

identisch:

$$\underline{I}_{M_L} = \underline{I}_{m_{(v_0)}} \quad (v_0 = v_g). \tag{337.}$$

<u>Es gilt somit der Satz</u>:

" Die Einheit, Ganzheit und Gleichheit energetischer Systeme ist gekennzeichnet durch die Anzahl ihrer phänomenologischen Paritäten gleicher Gesamtimpulse."

Für die Gültigkeit der vorstehenden Ansätze müssen die Wirkungsfaktoren $M_L v_{g_0}^2 / \nu$ und $m_0 c^2 / \nu$ aus Proportionalitätsgründen und zufolge unserer Verfügung über die übrigen Messgrössen in der unmittelbaren Umgebung der Bahnkurve vom Radius $= r_0 = l_0 = \delta_0$ und bezogen auf die Umlauffrequenz $= \nu = v_g / 2\pi\delta_0 = v_g / 2\pi l_0 = v_g / U_0$ exakt gegen das Planck'sche Wirkungsquantum hin, d.i. gegen $= h$ konvergieren.

Dabei muss die Gruppengeschwindigkeit $= v_g$ zusätzlich der Massenveränderlichkeit gemäss: $m^2 c^2 - m^2 v_g^2 = m_0^2 c^2$, d.i. unserem Ansatze: $\underline{I}_{M_L} = \underline{I}_{m_{(v_0)}} \, (v_0 = v_g)$, lt. (337.) genügen.

Dies ist aber, wie wir mit: $\lambda_0 = h / m_0 c$ und mit: $U_0 = 2\pi\delta_0 = 2\pi l_0$ aus der Identität:

$$4\sqrt{R} = \frac{\lambda_0}{U_0} = \frac{c}{v_0} \tag{338.}$$

d.i. aus:

$$\frac{v_0}{U_0} = \frac{c}{\lambda_0} = \frac{m_0 c^2}{h} = \nu_0 \tag{339.}$$

im Sinne des Beweises direkt entnehmen, mit $v_g = v_0 = \frac{2\pi e^2}{h}$ exakt realisiert.

Es ist dann lt. oben:

$$M_L v_{g_0}^2 \Big/ \frac{v_0}{U_0} = \frac{e}{\sqrt{K}} \cdot \frac{e\sqrt{K}}{l_0} \cdot \frac{h \cdot 2\pi l_0}{2\pi e^2} = h, \tag{340.}$$

identisch:

$$m_0 c^2 \Big/ \frac{v_0}{U_0} = \frac{m_0 c^2 \cdot h \cdot 2\pi l_0}{2\pi e^2} = h. \tag{341.}$$

Als weiteren wichtigen Befund bestätigen wir im gleichen Zusammenhange das Krümmungsmass $= 4\sqrt{R} = \frac{\lambda_0}{2\pi} \cdot \delta_0^{-1}$ und die Fundamental-

frequenz = $\nu_0$ gemäss unseren früheren Beweisführungen als an die Voraussetzungen für die Regeln der Reynoldschen-Zahl = $R$ für maximale Störung gebunden.

Die effektive Gruppengeschwindigkeit in Relation zur korrespondierenden kritisch-charakteristischen Initialbahn materieller Masse vom Radius = $\delta_n$, identisch der kritisch-charakteristischen und damit korrespondierenden Grenzschichtdicke = $\delta_n$, z.B. $\frac{v_0}{U_0} = \frac{2\pi e^2}{h \cdot 2\pi l_0}$, genügt der Relation: $c/\lambda_n$, z.B.: $\frac{c}{\lambda_0} = \frac{E_0}{h} = \frac{h\nu_0}{h}$, und bedingt damit für Licht und materielle Kinetik unbeschränkt und unterschiedslos die Grundfrequenz der Energiedichte.

Die realen Bahnelemente materieller Vorgänge aus energetisch vorgegebener Gesamtenergie, z.B. Quantenenergie, kompensieren dabei im Sinne der zugrundeliegenden potentialtheoretischen Abhängigkeiten, d.i. im Grenzfalle gemäss den Regeln der reinen Diffusion, die bedingten Masseveränderlichkeiten in strenger Abhängigkeit von den kritisch-charakteristischen strömungstheoretischen Voraussetzungen für maximale Störung, d.i. mit Bezug auf die adjungierte Reynoldsche-Ziffer = R .

Den exakten Bildungsmechanismus atomarer Einheiten in diesem Zusammenhange und die totale zugehörige Phänomenologie der Energie in jedem Einzelfalle haben wir in den oben erwähnten vorausgehenden Abhandlungen bereits eingehend demonstriert und unter Beweis gestellt Alle Einzelheiten betreffend die wechselseitigen Beziehungen zwischen den möglichen Energieformen sind diesen Darstellungen zu entnehmen.

Wir wollen hier in Ergänzung unserer obigen Aussagen als Beispiel lediglich noch die Kompensationen für die Bahneinstellung des Leuchtelektrons beim Wasserstoff = $H_1$ aufzeigen:

Die Gruppengeschwindigkeit = $v_g$ ist = $v_0$, wie auf der kritisch-charakteristischen Initialbahn vom Radius = $r_0$ = $l_0$ = $\delta_0$, identisch der zugeordneten kritischen Grenzschichtendicke = $\delta_0$. Für die Impulsübertragung gelten die Aussagen von (336.) und (337.) identisch. Die in den Bahnelementen und Massenwerten sich im Einklang mit kritischer Reynoldsituation automatisch einstellende Kompensation korrespondierender Werte führt vom Initialbahnradius = $r_0$ = $l_0$ = $\delta_0$ zum Bohrschen Radius für das Leuchtelektron beim Wasserstoff im Grundzustande = $a$ = $h/2\pi m_0 v_0$, und wir erhalten zwischen den beiden Zuständen die Relation:

$$\frac{a}{r_0} = \frac{h \cdot m_0 e^2}{2\pi m_0 v_0 \cdot e^2} = \frac{hc}{2\pi e^2} \cdot \frac{c}{v_0} = \frac{c^2}{v_0^2} \qquad (342.)$$

es ist aber einerseits:

$$\frac{c^2}{v_0^2} = \frac{m^2}{m^2 - m_0^2} \qquad (343.)$$

bezw.: $$m^2c^2 - m_0^2c^2 = m^2v_0^2 \qquad (344.)$$

als Massenkompensation gemäss: $m = m_0 / \sqrt{1-\beta^2}$ .

Andererseits aber ist die hydromechanisch formulierte Stabilität dieses Vorganges gekennzeichnet durch die Identität:

$$\frac{\text{Bohrscher Radius}}{\text{Krit. Grenzschichtdicke}} = \frac{a}{l_0} = \left|\frac{c}{v_0}\right|^2 = 16\,R. \qquad (345.)$$

Den Zusammenhang und die Herleitung der Reynoldschen-Zahl für maximale Störung = R aus elementaren und fundamentalen Bewegungsgrössen einerseits und aus der elektrischen Elementarladung oder dem Planckschen Wirkungsquantum andererseits aus (339.) oben geben wir wie folgt: a.) bis d.)

a.) $$2\pi\cdot\frac{v_0}{U_0}\cdot\delta_0 = 2\pi\nu_0\delta_0 = 4\cdot\sqrt{R}\cdot c \,. \qquad (346.)$$

b.) $$e^2 = E_0\delta_0 = m_0c^2\cdot\delta_0 = h\nu_0\delta_0 = 4\sqrt{R}\cdot hc/2\pi. \qquad (347.)$$

c.) $$I_0\cdot U_0\cdot 4\sqrt{R} = h\,. \qquad (348.)$$

d.) $$R = \frac{\pi^2 e^2 K}{4 v_{g_0}^{4}\cdot\lambda_0^2} \qquad (349.)$$

Aus der adiabatischen Invarianz geeignet abgegrenzter schwingungsfähiger Systeme $E'_{\nu'} : \nu' = E_\nu : \nu$ folgert in bekannter Weise das Wiensche Verschiebungsgesetz:

$$\rho_\nu = \nu^3 f\left(\frac{\nu}{T}\right) \qquad (350.)$$

Bezogen auf Eigenschwingungen und in Analogie zum Planckschen Oszillator, d.h. unter der Annahme, dass die Energie jeder Eigenschwingung von der Frequenz = $\nu$ nur Werte haben kann, die ein ganzzahliges Vielfaches von $h\nu$ sind, und alle möglichen Energiewerte die gleiche Wahrscheinlichkeit haben, folgert für die mittlere Energie $E_\nu$ einer Schwingung von der Frequenz = $\nu$ im Wärmegleichgewicht:

$$\overline{E_\nu} = \frac{\sum_{n=0}^{\infty} nh\nu\cdot e^{-\frac{nh\nu}{KT}}}{\sum_{n=0}^{\infty} e^{-\frac{nh\nu}{KT}}} = \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{KT}} - 1} \qquad (351.)$$

d.i. mit: $$\rho_\nu = \frac{8\pi\nu^2}{c^2}\cdot E_\nu \qquad (352.)$$

das Plancksche Gesetz:

$$\varrho_\nu = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \cdot \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{KT}} - 1} \qquad (353.)$$

Beim Uebergang auf von einander statistisch unabhängigen Lichtquanten gelangt man in bekannter Weise demgegenüber abweichend auf:

$$\varrho_\nu = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \cdot e^{-\frac{h\nu}{KT}} \qquad (354.)$$

d.h. an Stelle des Planckschen auf das Wiensche Gesetz.

Während nach der Methode der Eigenschwingungen jeder Schwingung eine Quantenzahl zukam, hat jetzt jedes Lichtquant, identisch dem Falle eines idealen Gases, drei Quantenzahlen, und man muss diesenfalls auf Mehrfachquanten abstellen, deren Häufigkeiten im Wärmegleichgewicht sich verhalten wie:

$$e^{-\frac{1h\nu}{KT}} : e^{-\frac{2h\nu}{KT}} : \ldots\ldots\ldots : e^{-\frac{nh\nu}{KT}} : \ldots\ldots \qquad (355.)$$

so dass an die Stelle von $e^{-\frac{h\nu}{KT}}$ tritt:

$$\sum_{n=1}^{\infty} e^{-\frac{nh\nu}{KT}} = \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{KT}} - 1} \qquad (356.)$$

damit (354.) übergeht in den Planckschen Ansatz (353.).

Wenn man nun aus dem Wärmegleichgewicht bei Streuprozessen für die Häufigkeit eines Streuprozesses zwischen einem Elektron und einem Quant mit dem räumlichen Streuwinkel $= d\Omega_0$ über die Zeit $= dt$ und mit den Impulswerten $G$ und $G + dG$ für das Elektron und $\Gamma$ und $\Gamma + d\Gamma$ für das Quant vor und nach der Streuung den bekannten Ansatz: Hettich XXIII / 23.

$$dW = (A\varrho_\nu + B\varrho_\nu \varrho_{\nu'})\, d\Gamma_x\, d\Gamma_y\, d\Gamma_z\, d\Omega_0\, dt \qquad (357.)$$

mit den spektralen Energiedichten $\varrho_\nu$ und $\varrho_{\nu'}$ an den Stellen der einfallenden Frequenz $= \nu$ und gestreuten Frequenz $= \nu'$ beobachtet, so besagt das zweite Glied, dass eine Abhängigkeit der Häufigkeit der Prozesse besteht von der Intensität der Strahlung mit der Frequenz und Richtung des Quants nach seiner Streuung.

Dies ist bisher gedeutet als die Fähigkeit von Strahlung zur Bildung von Mehrfachquanten, d.h. als die Fähigkeit von Quanten, sich zu addieren, indem ein einfallendes Quant sich nach seiner Streuung mit einem zweiten einfallenden in Betrag und Richtung zu

zu einem Doppelquant vereinigt.

Die sich hier manifestierende Differenz zwischen wellentheoretischer und korpuskularer Konzeption von Strahlung, wo für die Herleitung des Planckschen Gesetzes letzterenfalls gegenüber der aus der adiabatischen Invarianz periodischer Systeme oder aus der Vorstellung der Lichtquantenexistenz folgernden Wienschen Verschiebung die Abgleichung des Resultates die Zusatzexistenz von Mehrfachquanten verlangt, haben wir vorausgehend im Anschluss an (313.)/(314.) im Gegensatz zum statistischen Anschaulichkeitsverzicht und seiner mit der Wirklichkeit nur beschränkt verträglichen Lösungsbreite modellmässig anschaulich auf eine klare und praktisch unitäre Wurzel reduziert, die sich zwanglos auf die Wirklichkeit beschränkt.

Die Gesamtheit aller physikalischen Erscheinungen ist damit, wie wir in unseren einschlägigen Berichten vorausgehend ausführlich nachwiesen, auf eine grundsätzlich potentialtheoretische Situation abgebildet und approximiert in Grenzfällen in kritisch-charakteristischen Singularitäten zeitlich distinguiert, d.i. als Materialisationen bestimmter Halbwertzeiten, mathematisch-physikalisch den Fall der reinen Diffusion.

Eine in der Zeit periodische Funktion:

$$u = \varphi(x)\, e^{ipt} \qquad (115.)(358.)$$

genügt nach Wahl der Konstanten in bekannter Weise der Telegraphengleichung für den Fall:

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} + k^2\varphi = 0. \qquad (119.)(359.)$$

Unsere Ansätze (313.) und (314.) sind damit der Lösung:

$$e^{-\beta x} \cos(pt - \alpha x) \qquad (125.)(360.)$$

von (119.)/(359.) oben zuzuordnen mit den beiden Grenzfällen:

$$b^2 - ac = 0 \qquad (126.)(361.)$$

und:

$$b^2 - ac = b^2 \qquad (127.)(362.)$$

d.i. für $h\nu_n$ :

$$h\nu_n = m_n c^2 = \frac{dv_p}{d\nu} \cdot \frac{\omega_1 \omega_2 h}{(v_p - v_g)} \qquad (313.)(363.)$$

dem Falle (126.)/(361.).

1 0 5

und für $m_n c^2$:

$$m_n c^2 = m_0 c^2 \cdot \frac{dv_p}{dv} \cdot \frac{2\pi \omega_i}{(v_p - v_g)} \qquad (314.)(364.)$$

dem Falle (127.)/(362.) mit dem üblichen Anschluss an die Fouriersche Wärmegleichung:

$$c\varphi \frac{\partial \varphi}{\partial t} = \varkappa \Delta \varphi \quad (\varkappa = const.) \qquad (130')(365.)$$

welche auch die Theorie der Diffusion beherrscht, und an die Normalform:

$$\frac{\partial^2 \mu}{\partial \xi \partial \eta} = G\left(\xi, \eta, \mu, \frac{\partial \mu}{\partial \xi}, \frac{\partial \mu}{\partial \eta}\right). \qquad (318.)(366.)$$

der nichtlinearen Wellengleichung vom hyperbolischen Typus mit Uebergang auf Grenzakte von der Art des Riemann-Hugoniotschen-Phänomens mit punktförmigen Singularitäten der Unstetigkeitswellen 2-ter Ordnung der zugehörigen hydromechanisch abbildbaren Beschleunigungsphänomene.

Für unsere mathematisch-physikalische Zusammenlegung der Problemstellungen der hydromechanischen Beschleunigungsphänomene für beliebige bis auf kritische Minimalwerte abnehmende Grenzschichtdicken mit ihren sie kennzeichnenden Unstetigkeiten 2-ter Ordnung mit den Vorgängen bei der Lichtausbreitung, d.i. der bezüglichen Rollen der massgeblichen Charakteristiken und Bicharakteristiken und deren Identität mit diesen Erscheinungen, verweisen wir auf die einschlägige Spezialliteratur, insbesomdere auf den nichtlinearen dreidimensionalen hyperbolischen Fall und auf die von uns im Einklang mit der Wirklichkeit beanspruchte Zulassung adiabatisch beliebig bis auf eine unterste kritische Grenze reduzierbarer kleiner und kleinster Verschiebungen.

Wegen des unstetigen Ueberganges an den kritischen Grenzen sind die Integralflächen der Gleichungen (140.),(141.) und (147.) bis in die unmittelbare Umgebung der kritischen Sprungstellen der Unstetigkeiten abwickelbar und der Abfall der Führungskonoide in die Zylinderform erfolgt schroff erst an der Grenze, wo die Energiedichte, resp. die Frequenz, ihren Einfluss auf die Geschwindigkeiten der Singularitäten zugunsten der Grenzgeschwindigkeit verliert.

Im Falle der dreidimensionalen Wellengleichung:

$$L(\mu) \equiv \square \equiv \frac{\partial^2 \mu}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \mu}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \mu}{\partial z^2} - \frac{\partial^2 \mu}{\partial t^2} = -f(x, y, z, t) \qquad (367.)$$

mit der charakteristischen Funktion:

$$\phi \equiv X^2 + Y^2 + Z^2 - T^2 \qquad (368.)$$

und damit dem charakteristischen Kreiskegel von der Oeffnung = 45° und den charakteristischen Hyperflächen:

$$\left(\frac{\partial f}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial \eta}\right)^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial z}\right)^2 - \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)^2 = 0 \qquad (369.)$$

und dem vollständigen Integral:

$$f = lx + m\eta + nz - \sqrt{l^2 + m^2 + n^2}\,t + c \,, \qquad (370.)$$

wo $f = 0$ eine im $x, \eta, z$ - Raume ebene Welle darstellt, die mit der Geschwindigkeit = 1 fortschreitet, entsprechen die Bicharakteristiken de facto den Lichtstrahlen und die bezügliche graphische Darstellung ist identisch derjenigen des Huygenschen Prinzipes.

Die Unstetigkeiten 2-ter Ordnung äussern sich jeweils in dem verschiedenen Krümmungsmass der in der Projektion ihrer Schnittlinien die Charakteristiken erzeugenden Integralflächen und sind damit in bekannter Weise auf Schwerepotentialdifferenzen reduzierbar.

Unter den Lösungen von (119.)(359.) haben wir uns absichtlich nur mit den Realteilen der fortschreitenden Wellen (125.)(360.) befasst, die mathematisch gesehen ins Unendliche gehen und von dort kommen, und deren geeignete Kombinationen wieder die stehenden Wellen liefern. Alle Lösungen verhalten sich unterschiedslos im Unendlichen oszillatorisch.

Diese per definitionem mathematische Spielerei mit Grundgebieten haben wir s.Zt. bereits im Berichte vom 26.5.1943 (S.38) in Abweichung von den Sommerfeldschen Eindeutigkeitsbedingungen für die Lösungen der Schwingungsgleichungen auf dem Boden physikalischer Realität durch die für die Eindeutigkeit der Lösungen entscheidende Zustandsverteilung in der Energie (S.41 - 42) ersetzt.

Bezüglich der Unstetigkeiten ergibt sich aus dem hydromechanischen Vorbild die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Beschleunigungswellen nach Hugoniot aus den kinematischen Kompatibilitätsbedingungen. Wo der Druck $p = \varphi(\varrho)$ der Dichte $\varrho$ nicht proportional folgt, wird $\varphi'(\varrho)$ inkonstant, und die Bewegungsgleichungen:

$$\frac{d^2x}{dt^2} = F_x - \frac{1}{\varrho}\cdot\frac{\partial p}{\partial x}\,, \quad \frac{d^2\eta}{dt^2} = F_\eta - \frac{1}{\varrho}\cdot\frac{\partial p}{\partial \eta}\,, \quad \frac{d^2z}{dt^2} = F_z - \frac{1}{\varrho}\cdot\frac{\partial p}{\partial z}\,, \qquad (371.)$$

 102

resp.: $$\frac{d^2 v}{dt^2} = F - \frac{1}{\varrho} \cdot \operatorname{grad} p \qquad (372.)$$

gehen über in:

$$\frac{d^2 x}{dt^2} = F_x - \varphi'(\varrho) \frac{\partial \log \varrho}{\partial x}, \quad \frac{d^2 y}{dt^2} = F_y - \varphi'(\varrho) \frac{\partial \log \varrho}{\partial y},$$

$$\frac{d^2 z}{dt^2} = F_z - \varphi'(\varrho) \frac{\partial \log \varrho}{\partial z} \; . \qquad (373.)$$

In Anwendung auf beiden Seiten einer Unstetigkeitsfläche 2-ter Ordnung folgt daraus:

$$H'' = \delta \frac{dv}{dt} = -\varphi'(\varrho)\, \delta \nabla \log \varrho \qquad (374.)$$

für $\log \varrho$ liefern aber die Identitätsbedingungen:

$$\delta \nabla \log \varrho = \lambda n_i \qquad (375.)$$

wo die zeitliche Ableitung die kinematische Kompatibilitätsbedingung:

$$\delta \frac{d \log \varrho}{dt} = -\lambda \Theta \qquad (376.)$$

ergibt.

$\lambda$ ist in beiden Fällen identisch und $\Theta$ ist die gesuchte Geschwindigkeit.

Wenn man für die Kontinuitätsgleichung ansetzt:

$$\frac{d \log \varrho}{dt} = -\operatorname{div} v \qquad (377.)$$

so folgt für den Sprung:

$$\delta \frac{d \log \varrho}{dt} = \delta \operatorname{div} v \, , \qquad (378.)$$

resp. mit dem Vektor $H$ :

$$\delta \frac{d \log \varrho}{dt} = -H'_n \qquad (379.)$$

d.h. für $\Theta \neq 0$ folgt:

$$\lambda = \frac{1}{\Theta} H'_n \, , \qquad (380.)$$

und aus (375.) erhält man:

$$\delta \nabla \log \varrho = \frac{1}{\Theta} H'_n n_i \qquad (381.)$$

Aus (374.) ist damit wegen:

$$H''_x = -\Theta H'_x \, , \quad H''_y = -\Theta H'_y \, , \quad H''_z = -\Theta H'_z \; : \qquad (382.)$$

 108

$$\Theta^2 H' = \varphi'(\varrho)\, H'_n n_1 \qquad (383.)$$

d.h. für $\Theta \neq 0$ liegt $H'$ in der Normalenrichtung, und die longitudinale Unstetigkeit hat die Fortpflanzungsgeschwindigkeit:

$$\Theta = \sqrt{\varphi'(\varrho)} = \sqrt{\frac{dp}{d\varrho}} \qquad (384.)$$

Für $\Theta = 0$ , $H_n = 0$ wird die Unstetigkeit transversal und stationär und betrifft zeitlich immer gleiche Teile.

Kennzeichnend beachten wir diesen Transversaleffekt hydromechanisch als tragend in die Turbulenz und insbesondere in den Fall für maximale Störung mit:

$$R = \frac{1}{16}\left(2^3 \cdot 2\pi \ddot{e}\right)^2 = \frac{1}{16} \cdot \left(\frac{c}{v_0}\right)^2 = \frac{1}{16} \cdot \left(\frac{hc}{2\pi e^2}\right)^2 \qquad (385.)$$

und damit in alle Grenzaktphänomene, insbesondere auch die atomaren, eingehend, die auf dieses fundamentale potentialtheoretische Phänomen abgebildet werden können, also in alle kritisch-charakteristischen Beschleunigungsphänomene.

Die hydromechanische Parallele finden wir bei reibenden inkompressiblen Flüssigkeiten, bei denen wir transversalen Wellen begegnen.

Für kleine Geschwindigkeiten und falls $\mu$ nur von der Zeit $= t$ und der y - Koordinate abhängt, wird hier z.B.:

$$\mu = A e^{-\sqrt{\frac{\varepsilon n}{2K}}} \cos\left(nt - \sqrt{\frac{\varepsilon n}{2K}} \cdot \eta\right) + B e^{+\sqrt{\frac{\varepsilon n}{2K}} \cdot \eta} \cos\left(nt + \sqrt{\frac{\varepsilon n}{2K}} \cdot \eta\right). \qquad (386.)$$

Dies entspricht Wellen, die sich der y-Achse entlang mit variabler Amplitude fortpflanzen, die Richtung der Geschwindigkeit ist senkrecht zur Fortpflanzung der Wellen, d.h. es handelt sich um Transversalwellen. Die Dämpfung wächst mit der Frequenz, bezw. mit kleineren Wellenlängen, ebenso die Fortpflanzungsgeschwindigkeit. Bei Ueberlagerungen, gemäss z.B.:

$$\mu = \sum_{\nu} A_\nu e^{-\sqrt{\frac{\varepsilon n_\nu}{2K}} \cdot \eta} \cos\left(n_\nu t - \sqrt{\frac{\varepsilon n_\nu}{2K}} \cdot \eta\right) \qquad (387.)$$

( mit B = null.)

ändert sich $\mu$ fortwährend, und über einen hinreichend grossen Weg ist schliesslich nur noch die am schwächsten gedämpfte Welle, d.i. die mit der grössten Wellenlänge, vorhanden. Formal entspricht dies der Wärmeleitung in einem Stabe. Die Gruppengeschwindigkeit zeigt sich abhängig von der Frequenz.

Reduziert auf den Fall einer identischen Grenzschichtströmung ( wo $v = w = 0$ , und $\mu$ = Funktion von lediglich $\eta$ und $t$ ), d.i.

104

$$\varepsilon \cdot \frac{\partial \mu}{\partial t} = \kappa \cdot \frac{\partial^2 \mu}{\partial \eta^2} \qquad (388.)$$

zwischen den Ebenen $\eta = 0$ und $\eta = 1$ mit $\mu(0) = 0$ und $\mu(1) = 1$ ist für $t = 0$ :

$$\mu_{t=0} = f(\eta) = \begin{cases} 0 \text{ für } 0 \leq \eta \leq \frac{1}{2} \\ 1 \text{ für } \frac{1}{2} \leq \eta \leq 1 \end{cases} \qquad (389.)$$

und in $\eta = \frac{1}{2}$ existiert eine mathematisch gesehen unendlich dünne Unstetigkeitsfläche. Sonst ist die Strömung wirbelfrei.

Die unstetige Funktion $\mu = f(\eta)$ kann mittels einer konvergierenden Reihe dargestellt werden, in welcher die Unstetigkeit durch die Mittelwerte ausgezeichnet ist.

Für den zeitlichen Verlauf der Strömung ergibt sich, dass zufolge des Verhaltens der Amplitudenfaktoren die Diskontinuitätsfläche praktisch momentan verschwindet und durch Ausbreitung der Flächenwirbel durch die ganze Flüssigkeit hindurch die wirbelfreie Strömung in eine Wirbelbewegung übergeht. In reibenden Flüssigkeiten kommen also Diskontinuitäten nur als Initialzustände vor, sonst werden sie dort vernichtet.

Auch hier führte die Theorie bis heute nicht zu einer Lösung der Probleme.

Die symptomatischen Gemeinsamkeiten in allen den vorgetragenen Details und Bemühungen der einschlägigen Forschung sollen uns für die Anschaulichkeit des Ueberganges auf unsere eigenen Vorstellungen zur Sache jetzt dienen.

Grundsätzlich stellen wir uns damit vor die Aufgabe, den kritischen Charakter der Reynoldschen-Zahl = R für maximale Störung in Abhängigkeit von einem kritischen Geschwindigkeitsdifferential, bezw. von einer Energieverteilung = $\varsigma(\nu)$ , modellmässig eindeutig nachzuweisen.

Mit Erfolg haben wir im Atomismus der Materie bisher in Anlehnung an den Riemann-Hugoniotschen Grenzfall und ähnliche kritische Beschleunigungsvorgänge die beispielhafte Tatsache vorweggenommen und damit die kritischen atomaren Einheiten als funktionell identische Grenzakte deduziert.

Die strömungstheoretische Aehnlichkeit hat uns dabei bis mitten in einen Newtonschen Gesamtmechanismus einer unitären Physik hinein geführt.

Ueber den letzten Zwang zu einem bildhaften Grundmodell der Existenz der Energie in allen seinen Einzelheiten haben wir uns aber einstweilen trotzdem nicht ausgewiesen. Dies ist hier aufzuholen.

Die Diskontinuitätsfläche als labilem Ausgang und raumzeitlich gegebenenfalls kritisch beschränktem Sitze extremer Energieverteilung, d.i. thermodynamischem Gleichgewichte, figuriert vorausgehend in unseren diversen Darstellungen von Grenzakten aller Arten. - Den Anschluss an das Bild der Wärmeströmung zeigten wir wiederholt, und den potentialtheoretischen Grundcharakter der Problemstellung mit dem Uebergange auf den Fall der reinen Diffusion machten wir zur Basis unserer Lösungsansätze.

Hier greifen wir zurück auf die Transversaleffekte in reibenden Medien lt. (386.)(387.), wo für unbegrenztes Grundgebiet B = null zu setzen ist, damit $u$ nicht unbegrenzt anwachse. - Wir empfinden dieses als Gegenstück zu den Gegebenheiten in der Prandtlschen Grenzschichtentheorie, wo der Druck z.B. in einer zweidimensionalen, in der Richtung der Abszissenachse liegenden, Grenzschicht unabhängig wird von $\eta$ , d.h., wo $\frac{\partial p}{\partial \eta}$ von der Grössenordnung = $\delta$ wird, und die Grenzschichtdicke gegen = null konvergiert, falls die Grössen $\frac{\partial u}{\partial \eta}$ und $\frac{\partial^2 u}{\partial \eta^2}$ ,(s. Bericht vom 26.5.43., S.30 (87.)), über alle Grenzen anwachsen und umgekehrt.

Wir wollen zusehen, ob wir diese noch sehr unvollständigen Feststellungen als Hinweise auf evtll. tiefere Zusammenhänge in Richtung auf eine Lösung hin verstehen dürfen.

Fest steht, einschliesslich jüngste Untersuchungen (z.B.: A. Münster, Z.f.Phys.Bd.136,S.179-205.), dass vom Standpunkte der statistischen Theorie thermodynamische Funktionen instabiler Phasen grundsätzlich nicht definierbar sind, und solche metastabiler Phasen nur unter bestimmten besonderen Vorwegnahmen, und dass Lösungen des Turbulenzproblemes für den Fall der kritischen Grösse der Reynoldschen-Zahl = R für maximale Störung auch rein mathematisch bis heute nicht erbracht werden konnten.

Hydromechanisch ist die kritische Situation in bekannter und lt. oben eingeschränkter Weise gekennzeichnet durch extremen Energieausgleich in der Geschwindigkeitsverteilung und damit hinsichtlich $\varsigma(\nu)$.

Dies alles und unsere eigenen Anwendungen decken sich damit, dass z.B. die Zunahme der inneren Energie eines Systemes mit der Temperatur nicht der Atomanzahl proportional ist, sondern, wie wir oben andeuten konnten, in komplizierterer Weise von der niedrigsten Eigenfrequenz und damit von den Raum-Zeit-Verhältnissen abhängt. (Bei tiefen Temperaturen versagt damit in ihren bisherigen Vorwegnahmen die Thermodynamik komplett.)

Den Fall, wo die Wahrscheinlichkeitsbetrachtung entartet, und die Anzahl der Realisierungsmöglichkeiten eines thermodynamischen

 106

Zustandes sich auf einen einzigen Fall reduziert, d.h. wo die Entropie $= S = 0$ , bezw. $k \log W = 0$ , finden wir exakt in unserem Grenzfalle $= h\nu_0 = m_0 c^2 = M_L v_\eta^2$ und seinen Bahnelementen realisiert, wie wir ihn oben auswiesen, und auf den wir zurückkommen werden.

Zwecks Abgleichung der wellen- und lichtquanten-theoretischen Herleitung des Planckschen Strahlungsgesetzes muss auf die Wiensche Verschiebung, die sich aus der letzteren Methode unmittelbar ergibt, die Annahme von untereinander in thermodynamischem Gleichgewichte stehenden Mehrfachquanten ausgeübt werden.

Der Verdacht besteht, dass die so nötige Mittelwertinterpolation letzterenfalls auf den oben erwähnten Bestimmungsfall aus der Reihenentwicklung einer unstetigen Funktion, d.h. auf den Fall einer Diskontinuität hinauslaufe, und damit am Ende ein potentialtheoretisches Randwertproblem maskiert, als welches die erstere Ableitung verstanden werden darf.

Entscheidend wäre dabei das thermodynamische Gleichgewicht unter den Singularitäten, d.h. die Mehrfachquanten müssten sich pro einzelnem Quant mit unserem Grenzfalle, d.h. mit $k \log W = 0$ pro Singularität, vertragen.

In (327.) haben wir das kritisch-charakteristische Doppelquant $= 2h\nu_0$ noch als Summe:

$$2E_0 = 2h\nu_0 = 2\frac{e}{\sqrt{k}} \cdot c\sqrt{\phi_2 - \phi_1} \qquad (390.)$$

angeschrieben.

Demgegenüber zeigt (220.) mit:

$$\nu_0 = v_{\eta*}^2 \frac{e}{h} \cdot \frac{1}{\sqrt{k}} = v_{\eta*}^2 \sqrt{\frac{v_0}{2\pi h k}} = \frac{b_*}{\sqrt{c^2 - v_{\eta*}^2}}$$
$$= \nu_1 \left(1 + \frac{\sqrt{c^2 - v_{\eta*}^2}}{c}\right) = \frac{v_{\eta*}^2}{\pi\sqrt{2 m_0 \delta k}} \approx 2\nu_1 \qquad (391.)$$

die Abhängigkeit kritisch-charakteristischer Frequenzen von Masse, Nullpunktsgeschwindigkeit des Schwerpunktes eines Bündels $= h\nu_n$ , Grenzschichtdicke $= \delta_n$ , und Gravitation in Gültigkeit für jede adäquate Ruhemasse $= \frac{E_0}{c^2} = \frac{h\nu_0}{c^2} = m_0$ .

$\nu_0 \approx 2\nu_1$, d.i. genauer: $\nu_0 = \nu_1 \left(1 + \frac{\gamma\delta}{c^2}\right) = \nu_1 \left(1 + \frac{\sqrt{c^2 - v_{\eta*}^2}}{c}\right) = \nu_1 (1 + \approx 1)$, gemäss (212.), beherrscht daneben die paar-symmetrischen Vorgänge.

Im kritisch-charakteristischen Grenzfalle:

$$E_0 = h\nu_0 = m_0 c^2 = M_L v_\eta^2 ,$$

wie wir ihn auf Seiten 1 - 3 oben unter (320.) bis (328.) und auf Seite 3 unten bis Seite 4 unter (335.) bis (337.) für den Bildungs-

mechanismus und die totalen existentiellen Bestimmungsgrössen des Elektrons, bezw. unter Einschluss der Ausführungen auf Seite - 7 des Berichtes vom 15.11.56. mit (212.) identisch für das Elektron-Positron Paar, ausführlich dargestellt haben, führte die Ausdehnung unserer Untersuchungen der korrespondierenden Grenzschichtenvorgänge auf die Kinetik des Leuchtelektrons beim Wasserstoff-$H_1$ auf die Seite 4 bis 6 unter (338.) bis (345.) aufgezeigten Details, auf die wir hier im einzelnen zurückverweisen müssen.

Die im Bildungsmechanismus der elektrischen Elementarteilchen dem zugrundegelegten Strömungsvorgang für umfassendes Gleichgewicht aller Vorkommenden Kräfte, im Sinne auch von $K \log W = 0$ pro Singularität, eigene Grenzschichtdicke ist lt. oben: $\delta_0 = l_0 = \frac{e^2}{m_0 c^2} = \frac{m_0 c^2}{v^4} \cdot K$ ($K$ = Gravitationskonstante).

Den bezüglichen Ausführungen ist hier nichts mehr beizufügen. Auch die Paar-symmetrie wurde berücksichtigt.

Beim Uebergang auf die Verhältnisse beim Leuchtelektron des Wasserstoffes-$H_1$ ergab sich in Ausübung der kompensatorischen Bahngeschwindigkeit, d.i. $= v_0$, identisch der effektiven Geschwindigkeit auf der Bohrschen Bahn im Grundzustande, gegenüber der Initialbahn $= U_0 = 2\pi\delta_0 = 2\pi l_0$ die Relation: $\frac{v_0}{U_0} = \frac{c}{\lambda_0} = \frac{m_0 c^2}{h} = \nu_0$.

Die in den Bahnelementen und Massenwerten sich automatisch einstellende Kompensation korrespondierender Werte führt also vom Initialradius $= r_0 = \delta_0 = l_0$ zum Bohrschan Radius beim $H_1$ im Grundzustande $= a = h/2\pi m_0 v_0$ und es ist:

$$\frac{a}{\delta_0} = \frac{c^2}{v_0^2} = 16 R \qquad (392.)$$

wobei R sich zunächst rein zahlenmässig als identisch erweist mit der Reynoldschen-Zahl für maximale Störung $R \approx 1167,7$.

Aus den Umständen entnehmen wir, dass mit $v_0/U_0 = \nu_0$ die Initialbahn korrespondenzmässig momentan unstetig wird, und die Kompensation auf adäquate Bestimmungswerte nach den Regeln der Impulsübertragung über die Bohrschen Grundbahnelemente in einer mit $\lambda_0/c$ vergleichbaren Zeit erfolgt.

Mit der hier aufgezeigten Begründung des Geschwindigkeitsdifferentiales $c/v_0$ aus einer Unstetigkeit 2-ter Ordnung in der Bewegung und der gleichzeitigen numerischen Identität des Verhältnisses $R = \frac{1}{16}\left(\frac{c}{v_0}\right)^2$ mit der Reynoldschen-Zahl = R für maximale Störung ergibt sich die identische Zahlengrösse beider Faktoren vice versa als kritisch-charakteristischer Wert, wenn die Grundelemente der Herleitung von $a/r_0$ resp. $c/v_0$ einzeln für sich gleichfalls kritisch-charakteristisch sind, und ausserdem die Variable $= v_0$ kritisch von der Energiedichte und der adiabatischen

Relation $E'_{\nu'} : \nu' = E_{o\nu_o} : \nu_o$ abhängt, was wir nachstehend eindeutig beweisen können.

Die Lichtquantenenergie, die als der adiabatischen Invarianz $E_{\nu_m} : \nu_m$ = const. folgend angenommen ist, geht also im Sprungbereiche der Unstetigkeit in der Umgebung der Initialbahn $= U_o = 2\pi\delta_o = 2\pi l_o$, wie diese den totalen Energieeigenwerten des Elektrons und Positrons zukommt, wie gezeigt, aus der tangentiellen Geschwindigkeit $= v_U = \sqrt{(c^4 - v_{g_o}^4)/c^2} \approxeq c$ praktisch momentan auf den Wert $= v_g = v_o$ der Geschwindigkeit des Leuchtelektrons auf der Bohrschen Bahn im Grundzustande über, wobei die Relation $v_o/U_o$ der kritischen Frequenz $= \nu_o$ des erzeugenden Lichtquantes $= h\nu_o = m_o c^2$ entspricht. ** D.h. die Frequenz ist dabei als Umlauffrequenz über $U_o = 2\pi\delta_o$ anzusehen und genügt an der Grenze $= v_g = v_o$ allen wechselseitigen Verhältnissen möglicher realer Gleichgewichte.

Lt. oben ist:

. $$\delta_o m_o c^2 = a m_o v_o^2 = e^2 \qquad (393.)$$

. bezw.: $$2\pi a m_o v_o = 2\pi a m_o v_{og} = h \qquad (394.)$$

. und: $$2\pi\delta_o m_o c^2/v_o = 2\pi\delta_o m_o v_{op} = h \qquad (395.)$$

. d.i.: $$a v_{og} = \delta_o v_{op} \qquad (396.)$$

resp. genauer:

. $$\delta_o v_{og} \cdot v_{op} = \delta_o c^2 = \frac{e^2}{m_o} = \delta_o c\left(\sqrt{(c^4 - v_{g_o}^4)/c^2} + \frac{v_{g_o}^2}{c}\right) \qquad (397.)$$

. mit: $$\delta_o c \cdot \sqrt{(c^4 - v_{g_o}^4)/c^2} = \left(\frac{e^2}{m_o} - M_L \cdot K\right) = e\left(\frac{e}{m_o} - \sqrt{K}\right). \qquad (398.)$$

Aus (393.) und (395.) wiederholen wir:

. $$\delta_o m_o v_{op} = \delta_o m_o c\left(\frac{c}{v_g}\right) = \frac{e^2}{c}\cdot\left(\frac{c}{v_g}\right) = \frac{e^2}{c}\cdot\frac{R}{\mathit{1l}} = \hbar. \qquad (399.)$$

und befinden: $$2\cdot 2^3\cdot\hbar = \frac{e^2}{c}\cdot R\ , \qquad (400.)$$

woraus das Wirkungsquantum $= h$, bezw. die Grösse $= \hbar$, sich ergibt als der lineare Unstetigkeitseffekt für den kompensatorischen Aufbau der ersten Quantenbahn beim $H_1$ lt. oben.

Mit der Nullpunktsgeschwindigkeit $= v_{g_o}$ erhalten wir für die beiden elementaren Impulsmomente noch:

. $$\hbar = \frac{\delta_o^2}{K}\cdot\frac{v_{g_o}^4}{v_{og}} \qquad (401.)$$

. $$\frac{e^2}{c} = \frac{\delta_o^2}{K}\cdot\frac{v_{g_o}^4}{c}\ , \qquad (402.)$$

identisch:

. $$\delta_o = v_{g_o}^{-2}\cdot\sqrt{K v_{og}\hbar} = v_{g_o}^{-2}\cdot\sqrt{K\cdot e^2} = \frac{e^2}{h\nu_o} = l_o \qquad (403.)$$

Der einfache, eindeutige und unmittelbare Zusammenhang der Grösse = $\delta_0 = \lambda_0$ mit gleichzeitig der Energie, der Ladung und den Bahnelementen der elektrischen Elementarteilchen, dazu ihre Bestimmung aus blossen Konstanten und aus gegen eine Lorentztransformation invarianten Grössen, kennzeichnet sie zusammenmit ihrem singulären Charakter in Bewegungsvorgängen 2-ter Ordnung in Unstetigkeiten als kritisch-charakteristisch, und damit lt. (396.) ebenso die Werte für $a$ und $v_0/c$ , und lt. (392.) schliesslich die Reynoldsche-Zahl für maximale Störung = R .

Aus: $m_0 c \lambda_0 = E_0 \frac{v_0}{v_{0g}} = h$ schreiben wir bezüglich der korrespondierenden Gruppengeschwindigkeit:

$$h\nu_0 = m_0 c (\lambda_0 \nu_0) = m_0 c \sqrt{c^2 - 0} \qquad (404.)$$

mit dem Grenzfalle: $v_{0g}$ = null,
bezw. allgemein:

$$\nu_1 \cdot c = p = \frac{\phi_2 - \phi_1}{\delta} = \frac{m_2}{m_1} \cdot \nu_0 \sqrt{c^2 - v_2^2} \qquad (405.)$$

entsprechend: $$h\nu_1 = m_2 c \sqrt{c^2 - v_2^2} \qquad (406.)$$

und: $$h\nu_1 = m_2 v_{2(g)} \cdot \sqrt{(1 - c^2)} \qquad (407.)$$

mit: $$v_{2(p)} = \frac{\nu_2}{\nu_1} \cdot \sqrt{(1 - c^2)} \qquad (408.)$$

Für $\delta_0 m_0 c^2 = a m_0 v_0^2 = e^2$ und damit gegenüber dem diesem Falle korrespondierenden kritisch-charakteristischen Grenzschichtenproblem ist $v_{0g}$ die einzige zulässige Gruppengeschwindigkeit.

Ganz allgemein gilt noch für die Geschwindigkeiten und ihren Einfluss auf die Frequenzen und damit auf die Energiedichten streng das relativistische Additionstheorem.

Damit haben wir bis hierher, wie vorgesehen, den Frequenzgang in Abhängigkeit von Geschwindigkeitsdifferentialenaufgezeigt, und soweit letztere auf unstetige Reihenentwicklungen abbildbar werden, treffen wir lt. oben auf entsprechende Sprungstellen für die Autokompensation korrespondierender Bahnelemente bezüglich ihrer in sie eingehenden totalen Energiewerte $= h\nu_n$ .

* Für sich völlig unabhängige Existenzen bestimmter Energieformen gibt es nach unseren bisherigen Ansätzen, wie man leicht einsieht, grundsätzlich überhaupt nicht.

In Uebereinstimmung mit den Newtonschen Regeln für den Atomismus der Materie lt. unseren früheren Berichten und gemäss der angewandten hydromechanischen Vergleiche folgt wegen:

$$const. = k^2 = m_n b_n \qquad (409.)$$

 

(mit: $b_n = \frac{m_0}{m_n} \cdot b_0$ und: $r_n = \delta_n = \frac{m_n}{m_0} \cdot \delta_0$ .) für abnehmendes $\delta_n$ der Grenzschichten anwachsendes $b_n$ , wie es die Gleichungen (87.) verlangen.

Für beliebige $h\delta_n = h\nu_n = E_n$ folgern also über ihre zugehörigen Beschleunigungsvorgänge und Unstetigkeiten 2-ter Ordnung mit Rücksicht auf alle möglichen kritischen Singularitäten korrespondenzmässig jeweils die automechanischen Bahnkompensationen für die totalen Gleichgewichte der aus den Energiedichten vorbedingten Zustände, d.i. gegebenenfalls die Realisierung von jeweils geeignet adjungierten Grenz- bezw. Elementarwerten des Atomismus der Materie.

Für die wichtigsten Elementarteilchen und -grössen ist dies in den vorausgehenden einschlägigen Berichten in exakter Uebereinstimmung mit den jüngsten Messergebnissen ausführlichst demonstriert worden.

Die bezüglichen Ableitungen zeigen gegeneinander sofort ihren Zusammenhang mit den kritischen Singularitäten aus der Reihenentwicklung unstetiger Funktionen, wie solche im Anschluss an Ueberlagerungen im Sinne von Gleichung (387.) für den Uebergang auf den Grenzfall der reinen Diffusion sich ergeben.

Unter strengem Nachweis der Richtigkeit der von uns eingeführten unitären Physik Newtonscher Konzeption ergibt sich das Feld der Lichtenergie als ein quasi-Gleichfeld, wie dies aus Ablenkungsversuchen an Rotlicht in inhomogenen elektrischen Prüffeldern u.a. auch von J. Stark (Ztschrft.f.Physik Bd.136, S.221-23,1953.) befunden wurde.

Gemäss $\nu_0 = \frac{v_0}{U_0}$ , resp. $\nu_n = \frac{v_{ng}}{U_n}$ ist die Frequenz als Ausdruck der Energiedichte und der gegebenenfalls adjungierten Gruppen- bezw. Phasengeschwindigkeit eine reine Umlauffrequenz mit resultierendem Gleichgewichte aller Kräfte im kritisch-charakteristischen Atomismus der Materie und der Strahlungsenergie.

Die Inhärenz der Rolle der Nullpunktgeschwindigkeit = $v_{g*}$ als Gegenstück zur Lichtgeschwindigkeit = $c$ ist dabei von absolut grundlegender Bedeutung, insbesondere für die Mechanismen evtll. auftretender Unstetigkeiten.

Die durch $v_{g*}$ getätigte Vermittlerrolle besorgt, wie wir aufzeigten, durchgehend, besonders aber auch für den Grenzfall mit T-abs. = null die Verbindung zwischen Strahlung und Materie viceversa, also auch im reinen elektrostatischen Falle und speziell im quasi-materiefreien Streckenraum mit seiner quasi-Erhaltung der Strahlungsfrequenzen, wo über geeignete Distanzen mit stetigem Anwachsen von $v_{g*}$- Werten entsprechende Frequenzwerte = $\nu_* = v_{g*}/U_*$ induziert werden können, ohne dass die Bedingungen bewegter Ladungen (z.B. gegenüber Isolatoren) offen vorliegen. Es sind von der $v_g/\nu$ Re-

lation abgesehen dann immer noch $\nu_{q*}$ - Werte zusätzlich wirksam und unterhalten eine minimale Kopplung auf die bestehenden Umlauffrequenzen, bezw. auf das Gleichfeld der bezüglichen Strahlung. Mit Ladungsbewegungen begeben wir uns sofort in das überlagernde Gebiet der gewöhnlichen Elektrodynamik.

Wegen der trägheitslosen Spontaneität des Ueberganges kritisch-charakteristischer Frequenzdichten, z.B. = $\nu_*$, in kompensatorische Werte, z.B. = $\nu_{q*}/U_*$, an Unstetigkeitssprungstellen einerseits, der Gültigkeit des relativistischen Additionstheorems der Geschwindigkeiten und der Frequenzabhängigkeit von Gruppen- bezw. Phasengeschwindigkeiten andererseits, besteht über alle Wahrscheinlichkeiten in unbegrenzten Energiemengen gleiche Gewichtsverteilung zwischen Materie und Strahlung, die aus Symmetriegründen noch betont ist.

Aus den gleichen Grenzakt-argumenten ist einfachst die Erhaltung oder quasi-Erhaltung der Lichtfrequenz ausserhalb eines materiellen Grenzeinflusses und die thermodynamische Bedeutung von Singularitäten selbst lt. unserem obigen Befunde herzuleiten.

Meilen-Z'ch., Pfingsten 1958. gezeichnet:

(20./27. Mai 1958.)

A. Bopp

A. Bopp

Anton B o p p , Ormisrain 18 , Meilen - Z'ch. (Schweiz). 

Nachtrag zur Phänomenologie der Energie und Fortsetzung des Berichtes von Pfingsten 1958 über die Konstitution des Lichtes:

## " Atomare Automechanismen in Grenzakten."

### a.) Die Elektrodynamik der Fusion und Desintegration:

Das Unstetigkeitsproblem beim Uebergang des Elektrons aus seinem Grund= in den 1.Quantenzustand des Leuchtelektrons beim Wasserstoff = $H_1$ ist gemäss (342.) bis (345.) gekennzeichnet durch die korrespondierenden Identitäten:

$$(l_0 = \delta_0) \qquad \frac{r_a}{r_0} = \frac{a}{l_0} = \frac{c^2}{v_{0g}^2} = \frac{m^2}{m^2 - m_0^2} = \frac{\nu_0}{\nu_a} \tag{410.}$$

mit:

$$\omega_a \cdot a = \omega_0 \cdot l_0 = v_{0g} \tag{411.}$$

und:

$$m^2 (\nu_a U_0)/v_{0g} = m^2 \beta^2 = m^2 - m_0^2 \tag{412.}$$

Mit den Zeitmassen $\tau_0 = 1/\nu_0$ und $\tau_a = 1/\nu_a = \tau_0/\beta^2$ wird:

$$\tau_0 \cdot v_{0g} = U_0 \tag{413.}$$

und:

$$\tau_a \cdot v_{0g} = U_0/\beta^2 \tag{413'.}$$

D.h. die Frequenz = $\nu_0$ des erzeugenden Lichtquantes, identisch der Umlauffrequenz = $v_{0g}/U_0$ für die Initialbahn = $U_0 = 2\pi l_0$ , wird gemäss $\nu_0 v_{0g}^2 = \nu_a c^2$ , d.i. im Verhältnis = $v_{0g}^2/c^2 = \beta^2$ , auf die Bahnfrequenz = $\nu_a$ reduziert im Ausgleiche mit der adjungierten Massenkompensation $(m^2 - m_0^2)/m_0^2$ .

Wegen gleichzeitig $1/\beta^2 = 16\,R$ ist dieser Grenzfall identisch R kritisch-charakteristisch. Die kompensatorische Einstellung der Bahnelemente ist trägheitsfrei.

Für ein örtlich konstamtes Magnetfeld ist bekanntlich:

$$\text{const.} = \omega = eH/mc \tag{414.}$$

bezw.:

$$\tau = \frac{2\pi}{\omega} = \frac{2\pi mc}{eH} \tag{415.}$$

und damit lt. (411.), (413.) und (413'.)

$$\tau_0 v_{0g} = U_0 = \frac{2\pi m_0 c\, v_{0g}}{e \cdot H} = \frac{4\pi^2 e\, v_{0g}}{H \cdot U_0 \cdot c} \tag{416.}$$

und: $$\tau_a \cdot v_{0y} = U_0/\beta^2 = \frac{4\pi^2 e c}{H\cdot U_0 v_{0y}} \qquad (417.)$$

bezw.: $$\delta_0^2 = \frac{e}{H}\cdot\beta \qquad (418.)$$

resp.: $$e = H\delta_0^2/\beta\,. \qquad (418'.)$$

Unter der Bedingung, dass bei mit der Spannung = V , $(eV = \frac{1}{2}mv^2)$, in einer Richtung = $z$ beschleunigte Elektronen in einem parallel zur Richtung = $z$ homogenen Magnetfelde von der Feldstärke = H nach Wahl dieser letzteren die Ganghöhe der einzelnen Umläufe = $v_z\cdot\tau$ = $2\pi\delta_0$ = $2\pi l_0$ = $U_0$ werde, wo $v_z = v_y = \sqrt{2eV/m}$ , ergibt sich die Fokusierungsbedingung:

$$U_0 = \frac{2\pi\cdot m_0\cdot c\cdot v_z}{e\cdot H} \qquad (419.)$$

bezw.: $$U_0^2 = \frac{8\pi^2 m_0 c^2 V}{e\cdot H^2} \qquad (420.)$$

identisch: $$\delta_0^2 = l_0^2 = \frac{2 m_0 c^2 V}{e\cdot H^2} \qquad (421.)$$

Aus (418.) und (421.) folgt für die Energie = $E_0$ jetzt unmittelbar:

$$2m_0c^2 = e^2\beta\cdot\frac{H}{V}\,. \qquad (422.)$$

Nun sind vorliegendenfalls die vorgegebenen Ganghöhen:

$$\tau_0\cdot v_{0y} = U_0 \qquad (423.)$$

und: $$\tau_a\cdot v_{0y} = U_0/\beta^2\,, \qquad (423'.)$$

bezw. die Wimkelgeschwindigkeiten, die einzeln für konstante und homogene Magnetfelder von den Radien unabhängig sind, verhalten sich hier wie:

$$\frac{\omega_a}{\omega_0} = \beta^2\,. \qquad (424.)$$

Es besteht damit zumindest für die Unstetigkeitsschwelle in der unmittelbaren Umgebung der Initialbahn, aus Symmetriegründen unter Richtungsumkehr aber auch gegenüber dem Zustand für die 1.Quantenbahn, ein Sprung in den magnetischen Feldstärken:

$$\frac{H_a}{H_0} = \beta^2\,, \qquad (425.)$$

über welchen die Unstetigkeit reversibel wird, und der über seinen entsprechenden Potentialsprung im elektrischen Felde identisch gehandhabt werden kann.

Durch Einsatz in (228.) bis (241.) und entsprechende Umformung ergibt sich aus Obigem sofort die Elektrodynamik des Bildungsmechanismus des Protons, bezw. unter Berücksichtigung der vorausgehenden Ansätze lt. (305.), (306.), etc. diejenige des Neutrons, und damit des Automechanismus der entsprechenden jeweils zugrundeliegenden Unstetigkeiten, d.h. also die Elektrodynamik von Fusion und Desintegration der im einzelnen vorgegebenen Zustände in jeder gewünschten und zulässigen Richtung und Begrenzung.

Meilen, den 5. Juni 1958.                    gez.:

A. Bopp

A. Bopp.

Anton B o p p , Ormisrain 18 , Meilen - Z'ch. (Schweiz). 

Nachtrag zur Phänomenologie der Energie und Fortsetzung des Berichtes von Pfingsten 1958 über die Konstitution des Lichtes:

" Atomare Automechanismen in Grenzakten."

b.) Die Elektrodynamik der Uebergänge an Unstetigkeitssprungstellen:

Unter Vorwegnahme der adiabatischen Invarianz $E'_{\nu'} : \nu' = E_\nu : \nu$ gilt für kritisch-charakteristische Uebergänge an Unstetigkeitssprungstellen, wie wir vorausgehend nachwiesen:

$$\nu_n = \frac{v_{n_f}}{U_0} \qquad (426.)$$

bezw.:

$$\nu_n \cdot U_0 = E_{\nu_n} \cdot U_0 / h = v_{n_f} \qquad (427.)$$

Die initialen und kompensatorischen Gleichgewichte folgen den korrespondierenden Identitäten gemäss (410.) bis (412.), d.h. die Grössen $= v_{n_f} = u_n$ sind frequenzabhängig und es gilt für sie das relativistische Additionstheorem der Geschwindigkeiten.

Es ist also:

$$v_{1_f} + v_{2_f} = u_1 + u_2 = u_3 \left(1 + \frac{u_1 u_2}{c^2}\right) \qquad (428.)$$

bezw.:

$$\nu_1 U_0 + \nu_2 U_0 = \nu_3 U_0 \left(1 + \frac{\nu_1 \nu_2 U_0^2}{c^2}\right) \qquad (429.)$$

d.i.:

$$\nu_1 + \nu_2 = \nu_3 \left(1 + \frac{\nu_1 \nu_2 U_0^2}{c^2}\right) = \nu_3 \left(1 + \frac{u_1 u_2}{c^2}\right), \qquad (430.)$$

bezw. es gilt auch für die Energie:

$$h\nu_1 + h\nu_2 = h\nu_3 \left(1 + \frac{\nu_1 \nu_2 \cdot U_0^2}{c^2}\right). \qquad (431.)$$

Für $\nu_1 = \nu_2$ wird wegen $\nu_1 U_0 = v_{1_f}$ für $\nu_1 + \nu_2$ allgemein:

$$\nu' (c^2 + v_{1_f}^2) = 2 \nu_1 c^2 \qquad (432.)$$

und für den Sonderfall $= \nu_1 \nu_2 U_0^2 = c^2$ mit $(\nu_1 = \nu_2)$ ist (431.) befriedigt mit:

$$\nu_1 = \nu_0 / \beta \quad , \qquad (433.)$$

d.h. mit dem Grenzfalle $= \nu_1 U_0 = v_{1_f} = c$ , für den jede Dispersion

fehlt und als Folge die Summe der jeweils beobachteten Zustände in der Zeit wegen $\frac{dv_{gp}}{d\nu} = 0 \; (v_p = v_g)$ unverändert erhalten bleibt.

Die Präsenz der Geschwindigkeitsgrössen in unseren Ableitungen besagt, dass jede beliebige Zustandsänderung in der Energie über eine Unstetigkeit in den Bewegungsgrössen erfolgt, wie wir dies eingehend im Berichte über die Konstitution des Lichtes von Pfingsten 1958 festlegten.

An der Grenze $v_g = c$ verliert die Energiedichte, bezw. die Frequenz, schroff, d.i. innert mit $\nu^{-1}$ vergleichbarer Zeit, gemäss dem Gang der Unstetigkeitsfunktion, ihren Einfluss auf die Geschwindigkeiten der Singularitäten und damit zugunsten der ungestörten Existenz der Einzelzustände.

Der Anschluss an die elektrischen Voraussetzungen ergibt sich bekanntermassen über $v_g^2 = 2 eV/m$ .

Nachdem wir im vorausgehenden Kapitel Fusionen und Desintegrationen, also kritische Grenzakte, behandelten, beschränken wir unser Interesse hier auf Mehrfachquanten und Elektrokinetik.

In Uebertragung auf unsere obigen Ansätze, d.h. unter entsprechenden Einsätzen und Umformungen, schliessen wir an an die konventionelle Bewegungsgleichung:

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{1}{2}mv^2\right) = e(\mathfrak{E}v) = -e\frac{d\varphi}{dt}, \quad (\mathfrak{E} = -\mathrm{grad.}\,\varphi), \qquad (434.)$$

bezw. an den Energiesatz:

$$\frac{1}{2}mv_2^2 - \frac{1}{2}mv_1^2 = e(\varphi_2 - \varphi_1) \qquad (435.)$$

Mit der Eigenrückwirkung im Beschleunigungsfelde = $\mathfrak{K}$ , die wir im Einklang mit der Wirklichkeit über korrespondierende und kompensatorische Identitäten aus den gegebenen Unstetigkeitsproblemen identisch ersetzen, lautet die ausgewogene Lorentz'sche Form der Bewegungsgleichung:

$$m \cdot \frac{d}{dt} \cdot \frac{v_g}{\sqrt{1-\beta^2}} = e\left(\mathfrak{E} + \left[\frac{v}{c}\mathfrak{H}\right]\right) - \mathfrak{K}, \qquad (436.)$$

mit: $$\mathfrak{K} \approx \iint \rho_1 \rho_2 \frac{r_1 - r_2}{r_{12}} \, dV_1 \, dV_2 , \qquad (437.)$$

wie es die Theorie des elastisch gebundenen Elektrons in Beschleunigungsfeldern verlangt, und wie es*) aus unseren Unstetigkeitsansätzen für singuläre Beschleunigungsphänomene automechanisch resultiert.

Meilen, den 10. Juni 1958.

gez.: A. Bopp

*) entsprechend variiert

Anton B o p p , Ormisrain 18 , Meilen - Z'ch. (Schweiz) . 

---

Nachtrag zur Phänomenologie der Energie und Fortsetzung des Berichtes von Pfingsten 1958 über die Konstitution des Lichtes:

" Atomare Automechanismen in Grenzakten."

c.) Elektrooptische Ausblicke:

Die Einsteinsche Lichtquantenhypothese zur Deutung diskreten anstelle kontinuierlichen Energieaustausches zwischen Strahlung und Oszillator gemäss Planck ist an sich zwar ein gedanklicher Ausweg, im Verhältnis aber zur Wirklichkeit ein Abweg, indem sie die umlauffrequente Konstitution des Lichtes übersieht, wo:

$$E_n = m_n c^2 = h\nu_n = h v_{ng}/U_0 \qquad (438.)$$

mit: $U_0 = 2\pi\delta_0 = 2\pi e^2/m_0 c^2$ .

D.i. z.B. für $v_{0g} = 2\pi e^2/h$: $\frac{v_0}{U_0} = \frac{m_0 c^2}{h} = \nu_0$ , (439.)

und für $v_{1g} = c$ : $\frac{c}{U_0} = \frac{c^3 m_0}{2\pi e^2} = \nu_0 \beta^{-1} = \nu_1$ . (440.)

Hieraus gelangt man mit $\tau_1 = \nu_1^{-1}$ auf die Ganghöhe $\tau_1 c = U_0$ der unter (419.) wiedergegebenen Fokusierungsbedingungen mit den Diskontinuitätsmerkmalen entsprechend (424.) und (425.) für identisch korrespondierende und ungestörte Bahnelemente.

Mit der Oszillatorenstärke = $f_r$ nach Einstein finden wir vergleichsweise und im Ausblick auf die bekannte quantentheoretische Dispersionsformel für dispergierende Atome im Grundzustande,(d.i. ohne negative $f_r$ = Werte), ohne auf das Gebiet der kontinuierlichen Absorption im kurzwelligen Bereiche bezügliches ergänzendes Integral:

$$n - 1 = N \sum_r \frac{2\pi e^2}{m} \cdot \frac{f_r}{\omega_r^2 - \omega^2} \qquad (441.)$$

die Relation:

$$\nu_1 = \nu_0 \beta^{-1} = \frac{c}{U_0} = \frac{c^3 m_0}{2\pi e^2} = f_r \frac{g_1}{g_2} \cdot \frac{1}{A_{21}} \cdot 4\pi \nu_1^2 \qquad (442.)$$

mit: $$\frac{c}{U_0} = \tau_{kl} \cdot \frac{4\pi}{3} \cdot \nu_1^2 \; , \qquad (443.)$$

D.h.: $$\frac{3}{4\pi} \cdot \frac{U_0}{c} = \frac{3}{4\pi} \cdot \nu_1^{-1} = \tau_{kl} \qquad (444.)$$

ist die Zeit, nach der die Energie eines freien emittierenden

Oszillators nach der klassischen Theorie auf den e-ten Teil gesunken ist, während $\frac{1}{A_{21}}$ diejenige Zeit bedeutet, nach der von $N_2$ im Zustand 2 sich befindenden Atomen alle bis auf den e-ten Teil unter spontaner Emission in den Zustand 1 übergegangen sind.

$\frac{1}{A_{21}} = \tau_{21}$ ist damit identisch der mittleren Lebensdauer angeregter Atome 2, falls für solche nur Uebergänge nach 1 in Frage kommen sollen, und wofür entsprechenderweise gilt:

$$N_2 = N_2^0 \cdot e^{-A_{21} t} , \qquad (445.)$$

d.h. das Gesetz des radioaktiven Zerfalles mit Bezug auf die Strahlungsdichte = $\mu_\nu = 0$.

$\tau_{Kl} = \frac{3}{4\pi} \cdot \tau_1 = \frac{3}{4\pi} \cdot \nu_1^{-1} = \frac{3}{4\pi} \cdot \frac{U_0}{\alpha}$ steht damit gleichzeitig in unmittelbarem Zusammenhang mit dem Relaxationsweg = $1/\beta$, über welchen bei fortschreitenden periodischen Wellen die Amplituden im Verhältnis = 1 : e abnehmen, und welcher sich diesenfalls ergibt zu:

$$\frac{3}{4\pi} \cdot \tau_1 \alpha = \frac{3}{4\pi} \cdot U_0 = \frac{3}{2} \delta_0 . \qquad (446.)$$

Mit $\alpha = \beta = \sqrt{bp}$ mit verschwindender Diskriminante lt. (115.) bis (131.) ist dies, wie gezeigt, identisch dem Falle der reinen Diffusion mit einem Verlust der Amplitude pro Wellenlänge = $e^{-2\pi}$.

Für die von uns vorgesehenen elektrooptischen Weiterungen unserer Betrachtungen setzen wir die bis heute damit im Zusammenhange bekanntgewordenen dispersionstheoretischen Deutungsversuche als bekannt voraus.

Wir erinnern hier nur kurz daran, wie über den Ansatz:

$$\frac{n^2-1}{n^2+1} = \sum \frac{A_i}{\lambda_0^{-2} - \lambda^{-2}} \quad (A_i = f_r) \qquad (447.)$$

der in genügendem Abstand von den Absorptionsstreifen gültig ist, die für verschiedene Schwingungsrichtungen des einfallenden Lichtes von der Wellenlänge = $\lambda$ unter der Wirkung eines äusseren elektrischen Feldes sich einstellenden verschiedenen Aenderungen der Werte für $A_i$ und $\lambda_0$, d.i. für die Gesamtstärke der Absorption und ihre Eigenwellenlänge, gesamthaft bezogen auf den i-ten Streifen, ihren Einfluss auf die Brechung auch im absorptionsfreien Gebiete ausüben und auf diese Weise den elektrooptischen Kerreffekt veranlassen können.

Wegen der Abhängigkeit der optischen Wirkung des äusseren Feldes und des Brechungsindexes von der Frequenz des einfallenden Lichtes muss die Doppelbrechung Dispersion aufweisen.

Der qualitative Verlauf der Dispersionskurven in der unmittelbaren beidseitigen Umgebung der Absorptionslinien zeigt schon rein äusserlich seine Zugehörigkeit zu einer Diskontinuitätssprungstelle.

Für hinreichend kurzwellige Strahlung sinkt der Brechungsindex unter 1 , und man beobachtet gegebenenfalls Totalreflexion. Für noch härtere Strahlung fällt schliesslich $\omega_r$ aus den Ansätzen heraus, und es verbleibt:

$$n - 1 = - \frac{2\pi e^2}{m\omega^2} \cdot \sum_r \mathfrak{N}_r \,, \qquad (448.)$$

d.h. es kommt diesenfalls nur noch auf die Anzahl der vorhandenen Dispersionselektronen überhaupt an, und für ein einzelnes Leuchtelektron pro Atom resultiert dann:

$$\sum_r \mathfrak{N}_r = N \qquad (449.)$$

und:

$$\sum_r f_r = 1 \,. \qquad (450.)$$

In der Einsteinschen Ableitung der Planckschen Strahlungsgleichung ist mit der oben bereits genannten Wahrscheinlichkeit = $A_{21}$ der spontanen Emission die Zahl = $Z_2$ der in der Zeit = $dt$ erfolgenden Emissionsakte angenommen mit:

$$Z_2 = (A_{21} + B_{21}\, u_\nu) N_2\, dt \,. \qquad (451.)$$

Mit $u_\nu = 0$ resultiert damit das unter (445.) genannte radioaktive Zerfallsgesetz.

$B_{21}\, u_\nu\, N_2\, dt$ besagt, dass neben den spontanen Emissionsprozessen noch solche erfolgen können, die durch eine vorhandene Hohlraumstrahlung = $u_\nu$ erzwungen sind.

Der Gang dieser negativen Einstrahlung erfolgt je nach dem Phasenwinkel zwischen dem elektrischen Vektor der Strahlung und der Oszillatorbewegung.

Das obige Mass der Absorptionsstärke = $A_r$ = $f_r$ ist mit den statistischen Gewichten $g_1$ und $g_2$ bekanntlich:

$$f_r = \frac{g_2}{g_1} \cdot A_{21} \cdot \frac{c^3 m}{8\pi^2 \nu^2 e^2} \,, \qquad (452.)$$

d.i. mit:

$$\tau_{kl} = \frac{3 c^3 m}{8\pi^2 \nu^2 e^2} \qquad (453.)$$

$$f_r = \frac{g_2}{g_1} \cdot \frac{A_{21}\, \tau_{kl}}{3} \,, \qquad (454.)$$

resp. für den freien räumlichen Oszillator mit $g_2 = 3$ und $g_1 = 1$ :

 ivc

$$f_r = A_{21} \cdot \tau_{kl} \quad , \tag{455.}$$

womit man über die Dispersion die Emissionswahrscheinlichkeit errechnen kann.

Mit der heuristischen Identifikation der Strecke = $1/B$ bei der Feldstärke = $f = E_0 = 1$ im Kerrschen Ansatze:

$$n_z - n_y = B\lambda_0 f^2 \quad (f^2 = E_0^2) \tag{456.}$$

mit der Ganghöhe lt. oben:

$$\tau_1 c = U_0 = B^{-1} \text{ für } v_g = c \, , \tag{457.}$$

womit: $$\lambda_0 = \frac{c}{\nu_1} = U_0 \quad , \tag{458.}$$

geht (456.) über in:

$$n_z - n_y = B\lambda_0 f^2 = B\lambda_0 E_0^2 \tag{459.}$$

$$= U_0^{-1} U_0 E_0^2 = 1 \tag{460.}$$

d.h.: $$n_z - n_y = n = 1 \tag{461.}$$

ist für diesen Grenzfall identisch mit dem Brechungsindex des Vakuums, wie erwartet.

Mit einer kleinen dimensionellen Betrachtung finden wir über (459.) jetzt den Anschluss an unser umlauffrequentes Grundmodell der Lichtexistenz der Energie.

Wir gehen aus von:

$$\mathfrak{E}^2 = f^2 = \frac{V^2}{a^2} = \frac{V^2}{l_0^2} \tag{462.}$$

d.h. von: $$n_z - n_y = B\lambda_0 f^2 = B\lambda_0 \frac{V^2}{l_0^2} \tag{463.}$$

in elektrostatischen Einheiten und unter Ersatz der obigen Kreisfrequenzen durch $\nu$ = Werte, d.i. mit $l_0$ anstelle von $U_0$ .

Dabei führt uns:

$$f^2 = \frac{e^2}{l_0^4} = \frac{V^2}{\delta_0^2} \tag{464.}$$

d.i.: $$f^2 \cdot Vol_0 = f^2 l_0^3 = \frac{e^2}{l_0} = V^2(\text{el.stat.}) \cdot \delta_0 \tag{465.}$$

$$= m_0 c^2$$

unmittelbar auf das Grundmodell: $$\nu_0 = \frac{v_{0q}}{U_0} \, . \tag{466.}$$

mit den korrespondierenden stationär kompensatorischen Gleichgewichten dieser initialen Unstetigkeit.

Die $\mu = v_g$ = Werte sind frequenzabhängig und es besteht Dispersion in allen stationären Identitäten, in welche diese Werte gegen die korrespondierenden $\nu$ = Werte kompensatorisch eingehen.

Die optische Wirkung der Feldstärke = $\Gamma$ ist geführt in Volt/cm durch das Mass der Grenzschichtdicke = $\delta_0$ gemäss (462.) auch im reinen Strahlungsfelde, wodurch die Starkschen Ablenkungsversuche im stark inhomogenen elektrischen Gegenfeld gegenüber dem Lichtfelde erklärt sind. (Z.Phys.133,504 (1952) u. 136,221-223 (1953).)

Die elektrische Hauptachse der Lichtenergie steht senkrecht zur Geschwindigkeitsachse des Lichtes und die Umlaufebene von $U_0 = 2\pi r_0$ liegt in dieser Achse und ist seine Polarisationsebene.

Im Einklang mit der Hydromechanik, wo Stromlinien ausserhalb von Wirbelgebieten geschlossene Kurven sind, d.h. wo zyklisch mehrwertige Geschwindigkeitspotentiale herrschen, erwarten wir im allgemeinen für ein Lichtfeld ausserhalb kritisch-charakteristischer Singularitäten aus korrespondierenden Beschleunigungsphänomenen periodischen Richtungswechsel im Gange seiner Frequenz.

Meilen, den 26. Juni 1958.

gezeichnet: A. Bopp

A. Bopp.

Anton B o p p , Ormisrain 18 , Meilen-Z'ch. (Schweiz). 122

Nachtrag zur Phänomenologie der Energie und Fortsetzung des Berichtes von Pfingsten 1958 über die Konstitution des Lichtes:

" Atomare Automechanismen in Grenzakten."

d.) Zur Elektrooptik der Wasserstoffbildung:

Mit den Ganghöhen lt. (419.),(423.) $= \tau_0 v_{0g} = \tau_1 c = \nu_1^{-1} c = 2\pi\delta_0 = U_0$, und lt. (446.), entsprechend der Relaxationsstrecke $= 1/\beta_* = \tau_{kl} c = \frac{3}{4\pi}\tau_1 c = \frac{3}{4\pi} U_0 = \frac{3}{2}\delta_0$, mit den im Berichte vom 26.6.58., Seiten 1 und 2, geschilderten Zusammenhängen mit dem Gesetze des radioaktiven Zerfalles und dem Grenzfalle der reinen Diffusion gemäss (115.) bis (131.), entnehmen wir für $v_{ig} = c$, d.i. für $\nu_1 = \frac{c}{U_0}$, oder besser direkt über $\nu_{kl} = \frac{4\pi}{3}\nu_1 = \frac{4\pi}{3}\frac{c}{U_0} = \frac{1}{3}\frac{c}{\delta_0}$, resp. über $2\pi\nu_{kl} = \frac{4\pi}{3}\omega_1$:

$$2\pi\nu_{kl}\cdot\frac{h}{c^2} = \frac{4\pi}{3}\cdot\frac{h\omega_1}{c^2} = \frac{4\pi}{3}\cdot\frac{c}{U_0}\cdot\frac{2\pi h}{c^2}$$

$$= \frac{4\pi}{3}\cdot\frac{h}{c\delta_0} = \frac{4\pi}{3}\cdot m_* \quad (\text{lt. } (232.)) \qquad (467.)$$

$$= \tau_{kl}^{-1}\cdot\frac{2\pi h}{c^2} = \frac{8\pi^2}{3}\cdot m_0\cdot\beta^{-1} = 2\,m_{p(kl)}$$

und es ist erwartungsgemäss: (wegen $m_p$ (effekt.) s. Anhang.)

$$m_{p(kl)} = \frac{m_0}{\sqrt{1-\beta^2_{m_{p\,kl}}}} = \frac{2\pi h}{3c\delta_0} = \frac{2\pi h c}{3e^2}\cdot m_0 \qquad (468.)$$

bezw.:
$$\beta^2_{m_{p\,kl}} = \frac{v^2_{m_{p\,kl}}}{c^2} = 1 - \left(\frac{3e^2}{2\pi h c}\right)^2 = 1 - \left(\frac{3v_0}{4\pi^2 c}\right)^2 \qquad (469.)$$

resp.:
$$v^2_{m_{p\,kl}} = c^2 - \left(\frac{3v_0}{4\pi^2}\right)^2 \qquad (470.)$$

mit:
$$v_{m_{p\,kl}} = \sqrt{c^2 - \frac{9}{(4\pi^2)^2}\cdot v_0^2} \qquad (471.)$$

Ueber $\beta = \frac{v_0}{c} = \frac{2\pi e^2}{hc}$ ergibt sich daraus mit $e = 4{,}765\cdot 10^{-10}\ cm^{3/2}\,gr^{1/2}\,sec^{-1}$ und $h = 6{,}6\cdot 10^{-27}\ cm^2\,gr\,sec^{-1}$:

$$v_{m_{p\,kl}} = \sqrt{c^2 - \left(\frac{3}{4\pi^2}\cdot v_0\right)^2} = \sqrt{c^2 - \left(\frac{c}{1825}\right)^2} \qquad (472.)$$

$$= \sqrt{c^2 - \left(\frac{m_0}{m_p}\cdot c\right)^2},$$

123

in guter Uebereinstimmung mit den bekannten Messwerten.

Es ist dabei also:

$$m_{p(ke)} = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{c^2 - (m_0/m_p)^2 c^2}{c^2}}} \qquad (473.)$$

$$= \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{c^2 - (c/1825)^2}{c^2}}} \approx 1825\, m_0$$

Meilen, den 11. Juli 1958:

gezeichnet:

A. Bopp.

(Entwurf vom 3.7.58.)

A. Bopp.

Anhang lt. oben:

Hinsichtlich des Unterschiedes zwischen $m_{p(ke)}$ lt. (467.) und $m_{p(eff.)}$ lt. (85.) ist für den letzteren Fall unter gleichzeitigem Ersatz der Kreisfrequenz durch die einfache Frequenz das Zeitmass $\tau_{ke}$ gegen $\tau_{eff.} = \nu_1^{-1} \cdot \sqrt{3 \cdot e^{-2\pi}}$ zu ersetzen, d.h. es resultiert anstatt:

$$m_{p(ke)} = \frac{4\pi^2}{3} \cdot \frac{c}{v_0} \cdot m_0 = \tau_{ke}^{-1} \cdot \frac{\pi h}{c^2} = \frac{4\pi}{3} \cdot \nu_1 \cdot \frac{\pi h}{c^2} = \frac{4\pi}{3} \cdot \frac{c}{U_0} \cdot \frac{\pi h}{c^2} \qquad (474.)$$

$$m_{p(eff.)} = \left(\frac{4\pi}{3} \cdot \frac{c}{U_0}\right) \cdot \frac{3}{4\pi^2} \cdot \frac{1}{\sqrt{3 \cdot e^{-2\pi}}} \cdot \frac{\pi h}{c^2} = \left(\tau_{ke}^{-1}\right) \cdot \frac{3}{4\pi} \cdot \frac{1}{\sqrt{3 \cdot e^{-2\pi}}} \cdot \frac{h}{c^2} \qquad (475.)$$

$$= \frac{\nu_1}{\sqrt{3 \cdot e^{-2\pi}}} \cdot \frac{h}{c^2} = \tau_{(effektiv)}^{-1} \cdot \frac{h}{c^2}$$

$$= \hbar / \delta_0 c \cdot \sqrt{3 \cdot e^{-2\pi}} ,$$

d.i. für $e = 4{,}779 \cdot 10^{-10}\, cm^{3/2}\, gr^{1/2}\, sec^{-1}$ und $h = 6{,}6 \cdot 10^{-27}\, cm^2\, gr\, sec^{-1}$
$m_{p(effektiv)} = 1{,}662 \cdot 10^{-24}$ gr. identisch dem Messwerte.

Meilen, am Geburtstage meiner lieben Mutter, den 5. August 1958:

gezeichnet:

A. Bopp.

A. Bopp.

Anton B o p p , Ormisrain 18 , Meilen-Z'ch. (Schweiz). 104

Nachtrag zur Phänomenologie der Energie und Fortsetzung der Berichtsreihe über die Konstitution des Lichtes seit Pfingsten 1958:

" Atomare Automechanismen in Grenzakten. "

e.) Die Mol-frequenz:

Laut (475.) ist:

$$m_{p\,(\text{effektiv})} = \tau^{-1}_{(\text{effektiv})} \cdot \frac{h}{c^2} \, ,$$

und mit den heute verfügbaren Messgrössen:

$M_p = 1{,}662 \cdot 10^{-24}$ gr.
$c = 2{,}9975 \cdot 10^{10}$ $cmsec^{-1}$.
$h = 6{,}5967 \cdot 10^{-27}$ $cm^2 grsec^{-1}$.

entnehmen wir daraus:

$$\frac{8}{3} \cdot \tau^{-1}_{(\text{eff.})} / 1\,\text{sec}^{-1} = \frac{8}{3} \cdot \tau^{-1}_{(\text{eff.})} / \nu_{n\,(n=1)} \quad (476.)$$

$$= 6{,}0366 \cdot 10^{23} = N \, ;$$

identisch der Avogadroschen Zahl = N.

D.h. es ist:

$$\frac{8}{3} \cdot \tau^{-1}_{(\text{eff.})} \cdot \nu^{-1}_{n\,(n=1)} = N \cdot \text{mol.}^{-1} \, , \quad (477.)$$

bezw.: $$\frac{8}{3} \cdot \tau^{-1}_{(\text{eff.})} = N \cdot \text{mol}^{-1} \cdot \nu_{n\,(n=1)} \quad (478.)$$

entsprechend:

$$2\, m_p c^2 = \frac{3}{4} \cdot N \cdot \text{mol}^{-1} \cdot h\nu_{n\,(n=1)} \quad (479.)$$

mit: $$h = \frac{8}{3} \cdot m_p c^2 / N \cdot \text{mol.}^{-1} \cdot \nu_{n\,(n=1)} \quad (480.)$$

Wegen $\tau_{Ke}$ bezw. $\nu_{Ke} = \tau^{-1}_{Ke} = \frac{8}{3} \cdot \frac{\eta^2 \nu^2 e^2}{c^3 m} = \tau^{-1}_{(\text{eff.})} \cdot \frac{4\eta}{3} \cdot \sqrt{3 \cdot e^{-2\eta}}$
$= \frac{4}{3}\eta \nu_1 = \frac{4}{3}\eta \frac{c}{U_0} = \frac{2}{3} \cdot \frac{c}{l_0}$ ( $c = v_{ig}$ ) lt. oben,
ergibt sich für N noch:

$$2\,\tau^{-1}_{(Ke)} \cdot \tau_{n\,(n=1)} / \eta \sqrt{3\, e^{-2\eta}} = N \cdot \text{mol.}^{-1} \quad (481.)$$

d.h. mit $\nu_{n\,(n=1)} = 1 \cdot sec^{-1}$ für die Mol-frequenz:

$$2\,\nu_{(Ke)} / \eta \sqrt{3 \cdot e^{-2\eta}} = \frac{8}{3} \cdot \frac{c}{U_0} / \sqrt{3 \cdot e^{-2\eta}} = N \cdot \text{mol.}^{-1} \cdot \nu_{n\,(n=1)} \quad (482.)$$

bezw. es ist: $$\frac{8}{3} \cdot (N \cdot \text{mol.}^{-1} \cdot \nu_{n\,(n=1)})^{-1} = \frac{U_0}{c} \sqrt{3 \cdot e^{-2\eta}} = \frac{h}{m_p c^2} \, . \quad (483.)$$

125

Die überragende Bedeutung des hier aufgedeckten Einganges der Avogadroschen Zahl = N in kritisch atomare Situationen benötigt keiner besonderen Hervorhebung. Die Konsequenzen sind klare.

Meilen, den 8. September 1958:

gezeichnet:

A. Bopp

A. Bopp

Anton B o p p , Ormisrain 18 , Meilen-Zürich (Schweiz). 126

---

Nachtrag zur Phänomenologie der Energie und Fortsetzung der Berichtsreihe über die Konstitution des Lichtes seit Pfingsten 1958, insbesondere der Serie a bis e über atomare Automechanismen in Grenzakten:

f.) " Der A e t h e r "

Die zahlreichen und teilweise sehr nachdrücklichen theoretischen und experimentellen Bemühungen der Wissenschaft um das Problem des Aethers setzen wir als bekannt voraus. Strittige Theorien und Experimente können wir übergehen, da sich aus den nachstehenden Ausführungen ihre Berichtigung von selbst ergibt.

In den obigen Berichten gehen wir in den Untersuchungen zur Molfrequenz unter (475.) aus von:

$$\frac{m_p c^2}{h} = \tau_{eff.}^{-1} = \nu_{eff(m_p)} = \frac{\nu_i}{\sqrt{3 \cdot e^{-2\eta}}}$$

mit: $\nu_i = \frac{c}{U_0}$ bezw.: $\nu_* = v_g^*/U_0$

bezw. von:

$$\nu_{eff.(m_p)} = \frac{v_g(m_p c^2)}{U_0} = \frac{c}{U_0} \cdot \left(\sqrt{3 \cdot e^{-2\eta}}\right)^{-1} \qquad (484.)$$

woraus sich ergibt: (mit $v_g > c$ id. Kondensation lt.u.)

$$v_{g(m_p c^2)} = c \cdot \left(\sqrt{3 \cdot e^{-2\eta}}\right)^{-1} \qquad (485.)$$

$$= \text{rd. } 13{,}362 \cdot c$$

entsprechend gemäss (85.) und späterer Umformung:

$$m_p = m_0 \cdot \left(\frac{c}{v_0}\right) \cdot \left(\sqrt{3 \cdot e^{-2\eta}}\right)^{-1} = m_0 \cdot 4\sqrt{R} \cdot \left(\sqrt{3 \cdot e^{-2\eta}}\right)^{-1} \approx 1826\, m_0 \qquad (486.)$$

wo R die Reynoldsche Ziffer für maximale Störung im Turbulenzproblem darstellt, und wo $3 \cdot e^{-2\eta}$ bezüglich des Amplitudenverlustes pro Wellenlänge auf die Verhältnisse bei der reinen Diffusion Bezug nimmt.

Die Erzeugung des Protons ist damit in Uebereinstimmung mit unseren früheren Ausführungen reduziert auf eine Kondensation im Sinne negativ radioaktiven Zerfalles von Mehrfachquanten.

Wenn wir gemäss dem Berichte vom 8.9.58. beim Oszillator verbleiben und anschreiben:

$$\tau_{eff(m_p c^2)}^{-1} = \tau_{Kl}^{-1} \cdot \frac{3}{4\eta} \left(\sqrt{3 \cdot e^{-2\eta}}\right)^{-1} \qquad (487.)$$

$$= \frac{8}{3} \cdot \frac{\eta^2 \nu^2 e^2}{c^3 m} \cdot \frac{3}{4\eta} \cdot \left(\sqrt{3 \cdot e^{-2\eta}}\right)^{-1}$$

bezw. lt. (476.) bis (483.):

$$\frac{8}{3} \tau_{eff.}^{-1} = \left(\frac{8}{3}\right)^2 \cdot \frac{\eta^2 \nu^2 e^2}{c^3 m} \cdot \frac{3}{4\eta} \cdot \left(\sqrt{3 \cdot e^{-2\eta}}\right)^{-1} \qquad (488.)$$

$$= \tau_{Kl}^{-1} \cdot \frac{2}{\eta} \left(\sqrt{3 \cdot e^{-2\eta}}\right)^{-1} = \underline{N_{Avogadro}/sec.}$$

 127

so ergibt sich daraus:

$$m_p = \frac{3}{8} \cdot \frac{m_0}{\nu_0} \cdot N/sec = \frac{3}{8} \cdot \frac{h}{c^2} \cdot N/sec. \qquad (489.)$$

resp.:

$$E_{m_p} = \frac{3}{8} \cdot h \cdot N/sec. \qquad (490.)$$

mit:

$$\nu_0 = \frac{3}{8} \cdot \frac{m_0}{m_p} \cdot N/sec. = \frac{3}{8} \cdot (4\sqrt{R})^{-1} \cdot \sqrt{3 \cdot e^{-2\pi}} \cdot N/sec. \qquad (491.)$$

Die lt. den vorausgehenden Unterlagen kritisch-charakteristische Frequenz = $\nu_0$ bildet sich damit ab auf reziprok zur frei gewählten Zeiteinheit kritisch-charakteristische Zahlenwerte aus der Turbulenz und reinen Diffusion im Zusammenhange mit der Avogadroschen Zahl und damit auf transformationsinvariante kritisch-charakteristische Situationen einerseits und auf eine potentialtheoretische, den Regeln der reinen Diffusion im Grenzfalle gehorchende generelle Problemstellung. Diese Zusammenhänge gelten gegenüber allen kritisch-charakteristischen Frequenzwerten und unter geeigneter Modifikation gegenüber beliebigen Frequenzen.

Die Frequenz als einzige unterscheidende Variable zwischen verschiedenen Energiewerten $E_n = h\nu_n$ und damit als Masstab der Energie schlechthin verantwortet damit unter phänomenologischen Umständen, die wir in unseren früheren Berichten aufdeckten, das Auftreten von Energie und adäquat jede physikalische Existenz überhaupt.

Wenn wir mit Rücksicht auf (486.) und auf die Vorwegnahme der adiabatischen Invarianz der Energie-Frequenzverhältnisse: $E'_{\nu'} : \nu' = E_\nu : \nu$ es nicht unternehmen, das Wirkungsquantum = h in die Rolle des Aethers einzubeziehen, sondern für dessen Problemstellung auf diejenige der frequenzabhängigen Masse der Energie abstellen, für welche unsere obigen Aussagen identisch wie für die Frequenz gelten, dann verantwortet die letztere alle physikalische Existenz gebunden an eine aphysikalische Vorwegnahme, die sich phänomenologisch in dimensionslosen Differentialen der Bewegungsgrössen, d.i. in reinen Zahlwerten manifestiert.

Im Uebergang aller vorkommenden Frequenzen auf den Nullwert sistiert alle physikalische Realität.

Es ist unersichtlich, wie abgesehen von Fällen mit Dispersion, und damit von frequenzabhängigen Bewegungsgrössen mit korrespondierend kompensatorisch variablen Massenwerten, zwischen gegenseitig unabhängigen Singularitäten die Relation:

$$\nu_{m_p} = \nu_0 \cdot 4\sqrt{R} \cdot (\sqrt{3 \cdot e^{-2\pi}})^{-1} = \frac{3}{8} N/sec. \qquad (492.)$$

ohne phänomenologische Vorwegnahme funktionieren kann.

Wir haben es in (492.) mit zwei unabhängigen Frequenzvorkommen zu tun, denen im Einzelfalle jeweils Lichtquanten oder materielle

Teilchen entsprechen können. Einzeln überlagert sich ihrer Existenz zusätzlich noch die ihnen inhärente Identität $= \frac{3}{8} \cdot N/sec.$ .

Im dispersionsfreien Falle genügt zwar die aus der Masse der Energie resultierende universelle Raumkrümmung mit ihren in den vorausgehenden Abhandlungen diskutierten korrespondierenden Assymetrien, Bewegungsanomalien, Unstetigkeiten etc., um im interstellaren Raume, wie wir aufzeigten, die elektrooptische Erzeugung von Wasserstoff zu veranlassen.

Die in Unstetigkeiten gemäss (492.) verlaufenden Vorgänge beruhen aber nicht auf metrischen Ursachen, es ist vielmehr die Energie, welche deren masstäbliches Verhalten automechanisch reguliert.

Wir müssen erzwungene Unstetigkeitsübergänge, wie sie jeder Zustandsänderung in der Energie durch Unstetigkeiten in den Bewegungsgrössen zukommen, streng unterscheiden von spontanen Unstetigkeitsübergängen, die trägheitsfrei aus initialen kritisch-charakteristisch vorgegebenen Grundzuständen schroff innert einer mit $\nu^{-1}$ vergleichbaren Zeit in kompensatorische Identitäten gleicher Gesamtenergie hinüberwechseln. Trotz der Kernnähe dürfen wir in erster Näherung das Leuchtelektron des Wasserstoffes als Beispiel erwähnen, wo die Frequenz $= \nu_0$ des erzeugenden Lichtquantes, identisch der Umlauffrequenz der Lichtenergie $= v_{0g}/U_0$ auf der Initialbahn $= U_0 = 2\pi\lambda_0$ , gemäss $\nu_0 v_{0g}^2 = \nu_a c^2$ , d.i. im Verhältnis $= v_{0g}^2/c^2 = \beta^2$ , auf die Frequenz des ersten Quantenzustandes des Leuchtelektrons $= \nu_a$ reduziert wird im Ausgleiche mit der adjungierten Massenkompensation $= (m^2 - m_0^2)/m_0^2$ , und wobei gleichzeitig $1/\beta^2 = ibR$ identisch R diesen Grenzübergang als einen kritisch-charakteristischen Akt im Sinne unserer Ansätze kennzeichnet.

Da in den kritisch-charakteristischen, gegen Lorentztransformationen invarianten Grenzakten die phänomenologischen Tatsachen lt. (490.),(491.), etc. im Uebergange auf $\nu_* = 0$ für jede Beobachtung ausfallen, sind wir gehalten, sie zufolge ihrer Inhärenz an Ungleichheiten lt. (492.), wobei die Frequenzen durch die zugehörigen Energiewerte ersetzt sein können, auf eine aphysikalische Vorwegnahme zu beziehen, und sie auf diese Art einem Aether zuzuordnen.

Wir können dem letzteren damit etwa die folgenden Eigenschaften zuteilen: Er ist zäsurfähig in dem Sinne, dass er kapazitiv Energie aufzunehmen vermag. Diese weist er als ponderabel in potentialtheoretischem Sinne aus mit dem im Grenzfalle gültigen Mechanismus der reinen Diffusion, unter welcher Annahme sich die der Natur eigenen relativistischen und quantenhaften Grundzüge einer Konstitution der Energie von selbst zwanglos und abbildungstreu einstellen.

Meilen, den 15. November 1959: gezeichnet:

Anton B o p p , Ormisrain 18 , Meilen-Zürich (Schweiz). 

Nachtrag zur Phänomenologie der Energie und Fortsetzung der Berichtsreihe über die Konstitution des Lichtes, insbesonders von Kapitel f.) vom 15.11.59. "Der Aether":

Fortsetzung ad f.) " Der A e t h e r ".

Im Fortgange zum vorstehenden Kapitel bemerken wir, dass aus (484.),(489.) und (476.) folgt:

$$N_{Avogadro}/sec = \frac{8}{3} \cdot \frac{c}{U_0} \cdot \left(\sqrt{3 \cdot e^{-2\eta}}\right)^{-1} \quad (493.)$$

bezw.:

$$c = \frac{3}{8} U_0 \cdot \sqrt{3 \cdot e^{-2\eta}} \cdot N/sec. \quad (494.)$$

Die Lichtgeschwindigkeit erhalten wir damit in direkter Relation zur Unstetigkeit an der Grenze $v_g = c$ , resp. zur kritisch-charakteristischen Grenzschichtdicke = $\delta_0$ bezw. zur Initialbahn = $U_0$ , die als transformationsinvariante und konstante Grösse der umlauffrequenten Existenz des Lichtes inhärent ist.

Auch aus (488.), d.i.:

$$\nu_{ke} \cdot \frac{2}{\eta} \left(\sqrt{3 \cdot e^{-2\eta}}\right)^{-1} = N/sec$$

mit: $\nu_{ke} = \frac{8\eta^2 \nu^2 e^2}{3c^3 m} = \frac{2}{3} \cdot \frac{c}{\delta_0}$

resultiert (494.) gemäss:

$$\frac{2}{3} \cdot \frac{c}{\delta_0} \cdot \frac{2}{\eta} \left(\sqrt{3 \cdot e^{-2\eta}}\right)^{-1} = N/sec$$

mit:

$$c = \frac{3}{4} \eta \delta_0 \sqrt{3 \cdot e^{-2\eta}} \cdot N/sec.$$

Unter Einführung der Merkmale der Unstetigkeit an der Grenze $v_g = c$ , d.i.:

$$c = \frac{\phi_0 - \phi_i}{\sqrt{c^2 - v_{g*}^2}} \quad , \left(\phi_0 - \phi_i = \rho\delta_0\right) \quad (495.)$$

mit: $v_{g*}^2 = \frac{h\nu_0}{M_L} = \frac{h\nu_0}{e \cdot \sqrt{K}^{-1}}$ bezw.: $\pm e = M_L\sqrt{K} = \frac{h\nu_0}{v_{g*}^2} \cdot \rho^{\frac{1}{2}}$,

wird ausserdem:

$$c = \frac{\phi_0 - \phi_i}{\sqrt{c^2 - v_{g*}^2}} = \frac{3}{4} \eta \delta_0 \cdot N/sec \cdot \sqrt{3 \cdot e^{-2\eta}} \quad (496.)$$

bezw.:

$$\phi_0 - \phi_i = \rho\delta_0 = \frac{3}{4} \cdot \eta \delta_0 \sqrt{c^2 - v_{g*}^2} \cdot N/sec \cdot \sqrt{3 \cdot e^{-2\eta}} \quad (497.)$$

wobei besonders die an der Konstitution der Energie allumfassend massgeblich beteiligte Assymetrie in (496.) zu beachten ist.

Die Frequenz des Protons wird hiermit gegenüber (484.) vergleichsweise:

$$\nu_{eff(m_P)} = v_{g*}^2 \cdot \frac{e}{\sqrt{K}} \cdot \frac{1}{h} \cdot 4\sqrt{R} \cdot \left(\sqrt{3 \cdot e^{-2\eta}}\right)^{-1} = \frac{3}{8} N/sec. \quad (498.)$$

22.11.59.

 

und mit den unter (320.) bis (328.) gezeigten Bauelementen des Elektrons:

$$\bullet \quad \mathfrak{K}_q = f\,\frac{M_L^2}{l_0^2} = \frac{(m_0 c^2)^2}{e^2}$$

$$\bullet \quad \mathfrak{K}_Z = \frac{m_0 c^2}{l_0} = \frac{(m_0 c^2)^2}{e^2}$$

$$\bullet \quad M_L = \frac{m_0}{\sqrt{1-\beta^2}} \qquad \left(\beta^2 = \frac{c^4 - v_{\eta_0}^4}{c^4}\right)$$

$$\bullet \quad \mathfrak{K}_{m_0} = \frac{E_0^2\,\text{kin.}\,0°K}{e^2} = \frac{(m_0 v_{\eta_0}^2)^2}{e^2} = f\,\frac{m_0^2}{l_0^2}$$

mit:

$$\bullet \quad e^2 = \frac{(m_0 v_{\eta_0}^2)^2}{f\,\frac{m_0^2}{l_0^2}} = \frac{(m_0 c^2)^2}{f\,\frac{M_L^2}{l_0^2}} \tag{499.}$$

kommen wir wegen (323.) mit:

$$\bullet \quad \nu_0 = \frac{e}{\sqrt{K}} \cdot \frac{v_{\eta_0}^2}{h} = \frac{v_{0g}}{U_0} = \frac{2\pi e^2}{h \cdot U_0} \tag{500.}$$

d.i.:

$$2\pi e / U_0 = v_{\eta_0}^2 / \sqrt{K} \tag{500'.}$$

zufolge (494.) zu:

$$\bullet \quad v_{\eta_0}^2 = \frac{3\pi}{4} \cdot \frac{e}{c} \cdot \sqrt{K} \cdot \sqrt{3 \cdot e^{-2\pi}} \cdot N\,\text{sec}^{-1} \tag{501.}$$

d.i. zu:

$$\pm e = \frac{c \cdot v_{\eta_0}^2}{\sqrt{K}} \cdot \frac{4}{3\pi} \cdot \left(\sqrt{3 \cdot e^{-2\pi}} \cdot N\,\text{sec}^{-1}\right)^{-1} = \partial_0\, v_{\eta_0}^2 / \sqrt{K} \tag{502.}$$

d.h. zu der erwarteten, auf den hydromechanischen Aehnlichkeitsfall einer Unstetigkeit abbildbaren potentialtheoretischen Lösung des Phänomens der elektrischen Ladung = e im Rahmen des von uns aufgezeigten und für die Konstitution der Energie universell gültigen diffusionstheoretischen Randwertproblemes.

Aus den eingehenden Bestimmungswerten ergibt sich der numerische Wert der Ladungseinheit = e zu rund $4{,}7732 \cdot 10^{-10}$ $\text{cm}^{3/2}$ $\text{gr}^{1/2}$ $\text{sec}^{-1}$ in vorzüglicher Uebereinstimmung mit den anerkannten Messwerten, insbesondere unter Berücksichtigung der eingebrachten Fehlergrenzen.

Mit $v_{\eta_0} = \sqrt{\frac{\eta_0}{m_0}}$ als Bestandteil der kinetischen Nullpunktsenergie des Energiezentrums eines Bündels $\eta_0 = h\nu_{\eta_0}$ ergibt sich die elektrische Ladung = e gleichzeitig als Ausfluss einer thermodynamischen Singularität, und zwar entsprechend dem Falle = k log W = 0 , d.i. identisch dem Grenzfalle der Energieverteilung, wie sie sich im Turbulenzfalle oder z.B. für das Hugoniotsche Phänomen und seine Singularität in den auftretenden Unstetigkeiten 2-ter Ordnung unter der Voraussetzung maximaler Störung durch den Grenzwert der Reynoldschen Ziffer = rund 1167 manifestiert.

5.3.1960.

Aus Gründen der Bildhaftigkeit erscheint es uns an dieser Stelle angezeigt, die kritisch-charakteristische Grenzschichtdicke = $\delta_0$ , d.i. den Radius der Initialbahn = $U_0$ , wegen der Zusammenhänge in der adjungierten Unstetigkeit statt wie üblich noch folgendermassen anzuschreiben:

$$\delta_0 = \frac{e^2}{E_0} = \frac{m_0 c^2 \cdot K}{v_{q_0}^4} = \frac{E_0 K}{v_{q_0}^4} \qquad (503.)$$

bezw. wie für $k_G = k_Z$ mit:

$$k^{-1} = \frac{\delta_0}{E_0} = \frac{K}{v_{q_0}^4} \qquad (504.)$$

(k = Gravitationskonstante)

Neben der Lichtgeschwindigkeit ist damit auch die elektrische Elementarladung = e aus ein und demselben Unstetigkeitsmechanismus hergeleitet. Die Energieverteilungsgesetze sind gesichert und die Extremalsituationen können durch Reynoldsche Ziffern für maximale Störung markiert werden, d.i. mit R = 1167 , $4\sqrt{R}$ = 137,28 etc., wie ausgewiesen an kritisch-charakteristischen Massen, Massendefekten etc.etc..

Meilen, den 7. März 1960. gezeichnet: A. Bopp.

A. Bopp.

Anton **B o p p** , Ormisrain 18., Meilen-Zürich (Schweiz). 132

---

Nachtrag zur Phänomenologie der Energie und Fortsetzung der Berichtsreihe über die Konstitution des Lichtes, insbesondere von Kapitel-f.): "Der Aether".

## B e g l e i t w o r t :

Zu einer Uebereinstimmung mit der natürlichen Phänomenologie der Energie gelangt die Naturbeschreibung gemäss den vorausgehenden Berichten unter der konstitutionellen Vorwegnahme der Zuständigkeit potentialtheoretischer Regeln mit diffusionstheoretischer Randwertabgrenzung.

Jede Aenderung in der Energie resultiert darnach über eine Unstetigkeit in den Bewegungsgrössen. Uebergänge und kritisch charakteristische Singularitäten folgen dabei qualitativ und quantitativ exakt und bildtreu den in der Natur existenten Verteilungszuständen. Es manifestiert sich eine unitäre Physik ohne andere als in der Erscheinungswelt bestätigte Aufgaben und Lösungen.

Die Energie baut aus der ihr inhärenten Eigengesetzlichkeit und über einen einzigen grundlegenden Mechanismus alle physikalische Wirklichkeit auf.

Alle wichtigen Merkmale dieses Verhaltens sind in den obigen früheren Arbeiten dargestellt und begründet worden. Mit der Deduktion der Lichtgeschwindigkeit und der elektrischen Ladung aus dem Mechanismus einer Unstetigkeit wurden die einschlägigen Arbeiten vorläufig abgeschlossen.

Ihrer Natur gemäss enthüllen die vorgenannten Berichte in ihrer Gesamtheit eine Reihe von Möglichkeiten, deren Publizität zwar sehr im Interesse der Wissenschaft liegen kann, die aber ebenso anderweitig entgegenstehende Aspekte eröffnen können, wie z.B. u.a. die Elektrooptik der Wasserstoffbildung unter den Bedingungen des interstellaren Raumes, oder als Gegenstück hierzu die Desintegration materieller Masse in Strahlung oder gegebenenfalls unmittelbar in verfügbare elektrische Energie.

Solche Themen bleiben aus praktischen Ueberlegungen z.Zt. besser Gegenstand einer Patentliteratur oder anderer abgeschirmter Handhabungen des öffentlichen Interesses.

Für die Interessennahme der Fachwelt veröffentliche ich nachstehend auszugsweise lediglich mein Kapitel-f.) über das Thema: "Der Aether". Enthalten sind darin u.a. zusätzlich noch Angaben aus dem Kapitel: "Die Mol-frequenz", und damit über die universelle Rolle der Avogadroschen Zahl = N im Aufbau der Welt und im Speziellen der Nukleonen. Die mit der Zahl = N sich ausweisenden Abzählbarkeiten und deren Zusammenhang mit unserem Thema über den Aether stellt den letzteren nicht ausserhalb des Energiephänomens, sondern zeigt ihn als diesem inhärent.

Meilen, den 18. März 1960. gezeichnet: A. Bopp.

A. Bopp.

## Die Phänomenologie der Energie:

Fortsetzung der Berichtsreihe über die Konstitution des Lichtes , Kapitel - f.)

## " D e r A e t h e r . "

von

Anton B o p p .

Meilen, den 18. März 1960.

Anton Bopp, Dorfstrasse 198, Meilen-Zürich (Schweiz).

Nachtrag zur Phänomenologie der Energie und Fortsetzung der Berichtsreihe über die Konstitution des Lichtes, Kapitel - g.)

ad: Masse - Generator.

(Ondulatorische und korpuskulare Energie.)

Die Frequenzrelation zwischen Proton und Elektron befanden wir unter (492.) zu:

$$\nu_p = \nu_0 \cdot 4\sqrt{R} \cdot (\sqrt{3 \cdot e^{-2\eta}})^{-1} = \frac{3}{8} N/sec. \tag{505.}$$

$$= \frac{v_0}{U_0} \cdot \frac{c}{v_0} \cdot (\sqrt{3 \cdot e^{-2\eta}})^{-1}$$

$$= \frac{c}{U_0} \cdot (\sqrt{3 \cdot e^{-2\eta}})^{-1} = \nu_1 \cdot (\sqrt{3 \cdot e^{-2\eta}})^{-1}$$

mit:

$$\lambda_1 = U_0 = 2\eta\delta_0 \tag{506.}$$

und es ist zufolge:

$$\lambda_p^{-1} = \lambda_1^{-1} \cdot (\sqrt{3 \cdot e^{-2\eta}})^{-1} \tag{507.}$$

$$\lambda_1 \approx 13{,}362\, \lambda_p . \tag{508.}$$

In einem Elektronenplasma ist nun

$$\lambda_1 = 2\eta\delta_0 = \lambda_{min.} \tag{509.}$$

die unterste der Kohärenzbedingung für Čerenkov-Strahlung noch genügende Wellenlänge,(s. Jelley 1958, Čerenkov-Radiation und Sommerfeld 1904/5 lt.l.c.).

Für eine Partikelgeschwindigkeit $= \beta c$, wo c die Vakuumlichtgeschwindigkeit bedeutet, und bei gegebenem Brechungsindex des brechenden Mediums = n ist die Čerenkov-bedingung bekanntlich:

$$\cos\theta = \frac{1}{\beta n} . \tag{510.}$$

$\beta_{min.}$ = ( 1/n ) ist für gegebenen Index = n die Grenzgeschwindigkeit unterhalb welcher keine Čerenkov-Strahlung mehr auftritt.

Mit den Frequenzen $= \omega$ der angeregten und $= \omega_0$ der Plasmaeigenschwingungen ist die Dielektrizitätskonstante $= \epsilon(\omega)$ eines Elektronenplasmas:

$$\epsilon(\omega) = 1 - (\omega_0^2/\omega^2) \tag{511.}$$

und der Brechungsindex

$$n = \sqrt{\epsilon} \qquad (512.)$$

kann den Wert = 1 nicht überschreiten.

Demgegenüber fand Veksler (1956), dass sich ein Elektronenplasma in einem magnetischen Felde wie ein doppelt-brechender Kristall verhält. Der Brechungsindex eines solchen Plasmas wird Funktion verschiedener Variabler $n = n_{o,e}(\omega, \theta, \omega_o, \omega_H)$. $\theta$ ist der Winkel zwischen Strahl und Achse des Magnetfeldes = H , und $\omega_H$ ist die Gyro- bezw. Cyclotron-frequenz $\omega_H = eH/mc$ , o und e betreffen gewöhnliche und aussergewöhnliche Wellen, und Bremmer (1949) formulierte die folgende diesbezügliche Beziehung:

$$n^2(\theta) = 1 - 2x(1-x)/2(1-x) - y^2 \sin^2\theta \qquad (513.)$$
$$\pm \sqrt{\{y^4 \sin^4\theta + 4y^2(1-x)^2 \cos^2\theta\}}$$

mit: $x = (\omega_o^2/\omega^2)$ und: $y = (\omega_H/\omega)$ .

Für gewisse Werte von $\omega$ wird $n > 1$ und die Čerenkov-bedingung: $\theta = 1/\beta n$ erfüllt sich dabei.

Die Čerenkov-Strahlung wird also in (511.) bei Anwesenheit eines Magnetfeldes gemäss (513.) für gewisse Frequenzen unter geeigneter Wahl der magnetischen Feldstärke und gegenüber gleichzeitig ausreichender Elektronendichte durchaus möglich.(s. Jelley 1958, Seite-56, § 3,6.)

Wir wollen uns bei diesem von uns erwarteten Befunde der aufgeführten Autoren nicht besonders aufhalten und fahren wie folgt fort:

An der Grenze $v_g = c$ , entsprechend $\lambda_1 = \lambda_{min.} = U_o = 2\pi\delta_o$ fehlt jede Dispersion und die Summe der jeweils beobachteten Zustände in der Zeit bleibt erhalten zufolge: $dv_p/d\nu = 0 \quad (v_p = v_g)$.

Ueber den Ansatz:

$$\frac{n^2-1}{n^2+1} = \sum \frac{A_i}{\lambda_o^{-2} - \lambda^{-2}} \qquad (A_i = \text{Absorptionsstärke.}) \qquad (514.)$$

der in genügendem Abstande von Absorptionsstreifen gilt, wissen wir, wie die für verschiedene Schwingungsrichtungen des einfallenden Lichtes von der Wellenlänge = $\lambda$ unter der Wirkung eines äusseren elektrischen Feldes sich einstellenden verschiedenen Aenderungen der Werte für $A_i$ und $\lambda_o$ ihren Einfluss auf die Brechung auch im absorptionsfreien Gebiete ausüben und auf diese Weise einen elektrooptischen Kerreffekt veranlassen können. Wegen der Abhängigkeit der op-

tischen Wirkung des äusseren Feldes und des Brechungsindexes von der Frequenz des einfallenden Lichtes muss die Doppelbrechung Dispersion aufweisen.

Wir zeigten nun früher unter (456.) und Folge, wie im Kerrschen Ansatze:

$$n_z - n_y = \beta \lambda_0 f^2 \qquad (515.)$$

bei einer Feldstärke = $f = E_0 = 1$ unter der heuristischen Identifikation der Strecke = $1/\beta$ mit der Ganghöhe = $\tau_1 c = U_0$ , d.i. , entsprechend dem Grenzfalle $v_1 = c$ , mit $\lambda_0 = \lambda_1 = \lambda_{min.}$ , (515.) übergeht in:

$$n_z - n_y = \beta \lambda_0 f^2 = \beta \lambda_0 E_0^2 \qquad (516.)$$

$$= U_0^{-1} U_0 E_0^2 = 1$$

d.h. in:

$$n_z - n_y = n = 1 \qquad (517.)$$

d.i. in den diesenfalls erwarteten Brechungsindex des Vakuums.

Der Fall (515.) mit $\beta^{-1} = U_0 = \lambda_{min.}$ ist damit reduziert auf die Grenze, wo (511.) und (513.) koinzidieren, bezw. wo Dispersionsfreiheit und Dispersion über die Unstetigkeit = $\delta_0$ innert $\tau_1 = \nu_1^{-1}$ vice-versa vertauschbar werden.

Das angelegte Feld kann also unter den aufgezeigten Abhängigkeiten die Kohärenzbedingungen des Basisvorganges auslösen.

Hydromechanisch ähnlich gelangen wir damit über den Einfluss der Grenzschichtdicke = $\delta_0 = U_0 = \lambda_{min.}$ auf eine der obigen Feldwirkung parallele Situation betreffend die in Singularitäten gemäss (505.) bis (508.) über die Unstetigkeit = $\delta_0$ effektuierten Kondensationen, welche kritisch-charakteristisch nach $\rho(\nu)$ = Grenzwerten Kohärenzen ersetzen.

Den Mechanismus dieser Energiekondensationen abzuklären, gelingt an Hand der von uns früher unter (320.) bis (328.) aufgezeigten Bauelemente des Elektrons.

Dort befanden wir die Gravitationskraft der Masse der Ladung = $M_L = e/\sqrt{K}$ im Abstande = $l_0 = \delta_0 = e^2/m_0c^2$ vom Kräftezentrum zu:

$$K_G = f \frac{M_L^2}{l_0^2} = \frac{(m_0 c^2)^2}{e^2} \qquad (320.)$$

d.i. identisch der Zentrifugalkraft der Masse = $h\nu_0/c^2 = m_0$ über die Achse = $l_0 = \delta_0 = e^2/m_0c^2$ mit der Umlaufgeschwindigkeit in der Initial-

bahn $= v_{U_0} = \sqrt{(c^4 - v_q^4)/e^2}$

$$k_z = m\omega^2 r = \frac{m_0 c^2}{l_0} = \frac{(m_0 c^2)^2}{e^2} \tag{321.}$$

und gemäss:

$$M_L = \frac{m_0}{\sqrt{1-\beta^2}} \quad \left(\beta^2 = \frac{c^4 - v_q^4}{c^4}\right) \tag{322.}$$

ist damit die mit der Achse $= l_0 = \delta_0 = e^2/m_0 c^2$ umlaufende Energie $= E_0$ $= m_0 c^2 = h\nu_0$ , bezw. ihr Massenäquivalent $= h\nu_0/c^2 = m_0$ zufolge ihrer Geschwindigkeit $= v_{U_0} = \sqrt{(c^4 - v_q^4)/c^2}$ im Betrage gleich der Masse der Ladung $= M_L = e/\sqrt{K}$ , welche mit Bezug auf die Nullpunktsgeschwindigkeit des Schwerpunktes des Bündels $= v_{q_0} = (m_0 c^2/M_L)^{1/2}$ in demselben kinetisch plus potentiell die totale Energie $= E_0 = M_L v_q^2 = m_0 c^2 = h\nu_0$ repräsentiert.

Zusätzlich befinden wir lt. (499.):

$$f \cdot \frac{(h\nu_0/c^2)^2}{l_0^2} = f \cdot \frac{m_0^2}{l_0^2} = \frac{(m_0 v_q^2)^2}{e^2} = E^2_{0\,Kin.+pot.\,0°K}/e^2 \tag{518.}$$

mit:

$$\frac{(m_0 v_q^2)^2}{e^2} = \frac{m_0^2}{M_L^2} \cdot \frac{m_0 c^2}{l_0} = \frac{m_0^2}{M_L^2} \cdot \frac{(m_0 c^2)^2}{e^2} \tag{519.}$$

bezw.:

$$m_0^2 \cdot \frac{f}{l_0^2} = m_0^2 \frac{v_q^4}{e^2} \tag{520.}$$

und allgemein:

$$(h\nu_n/c^2)^2 \cdot \frac{f}{l_0^2} = m_n^2 \cdot \frac{f}{l_0^2} = (h\nu_n/c^2)^2 \cdot \frac{v_q^4}{e^2} = m_n^2 \cdot \frac{v_q^4}{e^2} \tag{521.}$$

d.i.:

$$\rho(\nu_n) \cdot \frac{f}{l_0^2} = \rho(\nu_n) \cdot \frac{v_q^4}{e^2} \tag{522.}$$

Die Gravitationskraft der Masse $= h\nu_0/c^2 = m_0$ über den Weg $= l_0 = \delta_0$ ist damit äquivalent der Kraft $= E^2_{0\,Kin+pot.\,0°K}/e^2 = (m_0 v_q^2)^2/e^2$ , die sich gegebenenfalls lt. (518.) und (519.) aus der Nullpunktsenergie des Schwerpunktes des zugehörigen Bündels herleitet, und die wir aus (321.) als Zentrifugalkraft erkennen.

(520.) bis (522.) bestätigen für alle identischen Mechanismen, wie wir schon früher aussagten, eine absolute Frequenzunabhängigkeit.

Identisch $v_q^2 = 2eV/m$ vermitteln an der Grenze: $v_q = c$ , d.i. für: $\lambda_i = U_0$ , die Grössen $= (mc^2)^2/e^2$ , bzw. deren Quadratwurzeln, den direkten Anschluss an die gegebenen elektrischen Voraussetzungen.

Aus Gründen der Uebersicht rekapitulieren wir zusammenfassend wie folgt:

Physikalisch unitäre Ausrichtung erfuhr unsere in diversen Berichten vorliegende konstitutionelle Untersuchung der Energie auf Grund po-

tentialtheoretischer Interpretation ihrer Phänomene mit diffusionstheoretischer Randwertabgrenzung.
Jede Aenderung von Zuständen resultiert dabei über eine Unstetigkeit in den Bewegungsgrössen, und die Verhältnisse bewegen sich mit ihren sie kennzeichnenden endlichen Verschiebungen auf dem Boden der nichtlinearen Wellengleichung vom vornehmlich dreidimensionalen hyperbolischen Typus mit Uebergängen auf Grenzakte von der Art des Riemann-Hugoniotschen-Phänomens mit quasi punktförmigen Singularitäten der Unstetigkeitswellen 2-ter Ordnung in den zugehörigen hydromechanisch abbildbaren Beschleunigungsphänomenen in auf kritische Minimalwerte sich einstellenden Grenzschichten.
Wegen des unstetigen Ueberganges an den kritischen Grenzen sind die Integralflächen der Bestimmungsgleichungen bis in die unmittelbare Umgebung der kritischen Sprungstellen der Unstetigkeiten abwickelbar, und der Abfall der Führungskonoide in die Zylinderform erfolgt schroff erst an der Grenze, wo die Energiedichte, resp. die Frequenz, ihren Einfluss auf die Geschwindigkeiten der Singularitäten zugunsten der Grenzgeschwindigkeit verliert. Die Unstetigkeiten 2-ter Ordnung sind in bekannter Weise auf Schwerepotentialdifferenzen reduzierbar.
Uebergänge und insbesondere Singularitäten sind gekennzeichnet durch weitestgehenden Energieausgleich in der Geschwindigkeitsverteilung und damit hinsichtlich $\varrho(\nu)$. Die Extremalsituationen sind, wie ausgewiesen, durch Reynoldsche Ziffern für maximale Störung zu markieren. Das elektrische Feld der Lichtenergie ist kein Wechselfeld, sondern ein Gleichfeld und ihre Frequenz ist entsprechend keine Schwingungsfrequenz sondern eine Umlauffrequenz.
Diese Umstände sind auszugsweise Gegenstand der obigen Gleichungen unter (505.) bis (508.) und Folge einerseits und andererseits unter spezieller Berücksichtigung der Konstitution der Photonenenergie der Darstellungen unter (518.) bis (522.) und Folge.
Die Frequenz des Lichtes wird darnach in Uebereinstimmung mit dem Planckschen Elementargesetze von der Lichtenergie selbsttätig produziert, und für Photonenenergie gilt zunächst allgemein (521.)/(522.).

Aus (505.)/(506.) entnehmen wir direkt die Mechanik von Singularitäten, und mit:

$$c = \frac{\phi_0 - \phi_i}{\sqrt{c^2 - v_{g_i}^2}} = \frac{3}{8} U_0 \sqrt{3 \cdot e^{-2\eta} \cdot N_{sm}^{-i}} \quad (U_0 = 2\eta\, \delta_0 = \lambda_{min}.) \qquad \text{lt. (496.)}$$

wird u.a. bsplw.: $\lambda_0 = U_0 \cdot 4\sqrt{R} = \lambda_{min} \cdot 4\sqrt{R}$ (523.)

Die Reynoldsche Ziffer für maximale Störung deutet hierbei auf die dem Vorkommen von $\lambda_0$ inhärente Schwerepotentialdifferenz und auf den dabei gleichzeitig vorgegebenen extremen Energieausgleich hinsichtlich von $\varrho(\nu_0)$. Ebenso bedeutet sie gegenüber von $\lambda_{min} \cdot 4\sqrt{R}$ ein Mass von

Kohärenz bezüglich von $\lambda_0$ , respektive betreffend $\nu_0$ .
Aus früheren Ableitungen entnehmen wir, dass die Ausdehnung der quasi punktförmigen Singularitäten in den hier interessierenden atomaren Unstetigkeiten von der Grössenordnung $= \delta_0 = e^2/m_0c^2$ bezw. $= U_0 = 2\pi\delta_0 = 2\pi e^2/m_0c^2 = \lambda_{min.}$ sind. Generell gilt dies lt. (518.) bis (522.) für die Grundbahn der umlauffrequenten Photonenenergie.

In den Frequenzabhängigkeiten $\nu_n = v_{g_n}/U_0$ sind Energie-häufungen, bezw. -kondensationen und ihre Umkehrungen, ganz einfach dem Energiegang folgende automechanische Einstellungen der Lichtenergie auf Umlaufkorrespondenzen in ihrer Grundbahn $= 2\pi\delta_0 = U_0$ pro Zeiteinheit.
Dies gilt für alle Frequenzwerte bis zunächst an die Grenze für $v_g = c$ , d.i. bis $\nu_1 = \frac{c}{U_0}$ identisch dem Falle $\lambda_{min.} = 2\pi\delta_0 = U_0$ .
Gegen Frequenzen oberhalb von $\nu_1 = \frac{c}{U_0}$ besteht seitens (518.) bis (522.) zunächst kein Einwand, und als Beispiel hierfür greifen wir vorweg (505.) auf mit: $\nu_p = m_pc^2/h = v_{g(m_p)}/U_0 = \frac{c}{U_0}(\sqrt{3}\cdot e^{-2\pi})^{-1}$ wo $v_{g(m_p)}$ lt. (485.) den Wert = rund $13{,}362 \cdot c$ annimmt, und wir diesen Fall mit $v_g > c$ als Kondensation auswiesen.

Auf der Initialbahn $= 2\pi\delta_0 = U_0$ müsste also die zu $\nu_p$ gehörende Lichtenergie $= h\nu_p$ gemäss $\nu_p = v_{g(m_p)}/U_0$ mit Ueberlichtgeschwindigkeit zirkulieren, was nicht erwartet werden kann. Da aber $\nu_p = m_pc^2/h$ $\approx 13{,}362 \cdot c/U_0 = \frac{c}{U_0}(\sqrt{3}\cdot e^{-2\pi})^{-1}$ existiert, muss die in $\nu$ - Werten ausgedrückte Energiehäufung bezw. -kondensation anderswie zustandekommen.

Einen Hinweis erhalten wir durch den Vergleich von $\lambda_{min.} = 2\pi\delta_0 = U_0$ , bezw. von $\delta_0 = e^2/m_0c^2$ mit $\lambda_p$ , wobei $\delta_0/\lambda_p \approx 2{,}12$ ergibt mit $\delta_0 = 2{,}804 \cdot 10^{-13}$ cm und $\lambda_p = h/m_pc = 1{,}322 \cdot 10^{-13}$ cm.

Wir stellen in diesem Falle ab auf die Grenze, wo mit der Hohlraumstrahlung lt. der klassischen Methode von Jeans in völliger Verträglichkeit gilt: $\lambda_0 = a_0 = \bar{a}_0 = \delta_0$ .

Dem Zahlenwert = 2,12 begegneten wir nun s.Zt. unter (233.),(239.), (242.), (243.), (247.) und (248.) bei der Herleitung der Masse des Protons an Hand der kritisch-charakteristischen Beschleunigung = $b_* = \nu_0\sqrt{c^2 - v_{g_0}^2}$ über $kl_0 = k\delta_0 = m_* b_* \delta_0 = m_0c^2$ , wo relativistisch korrigiert aus der einer Masse = $m_p$ über den Wert = $2m_*c^2$ zugeordneten Geschwindigkeit = $v_{m_p}^2 = 2m_*c^2/m_p$ resultiert:

$$2m_p = m_*/\sqrt{1 - v_{m_p}^2/c^2} = 2 \cdot 1{,}662 \cdot 10^{-24} g \qquad \text{lt. (234.)}$$

Hierbei ist aber:

$$b_* r^2 m_p/e^2 = b_* r^2 m_p/f M_L^2 = c^2/v_{m_p}^2 = 2{,}12 \qquad \text{lt. (248.)}$$

mit: $r = \delta_0 = e^2/m_0c^2$.

Wir haben also vorliegendenfalls unverändert die Umlaufbahn der Lichtenergie über den Radius = $\delta_0$ , und $v_{m_p}$ ist jetzt $< c$ , gleichzeitig resultiert aus $m_p c^2/h$ die korrekte Frequenz = $\nu_p$ , jedoch nicht mehr allein als Ausfluss der Relation $\nu_p = v_{g(m_p)}/U_0$ , sondern durch Vermittlung der relativistisch den Bewegungsverhältnissen zugeordneten Massenkompensation, welche jetzt die entscheidende Quelle der Kondensation ist und welche ansetzt an:

$$2m_* \approx 2h/c\delta_0 \approx 4\pi \frac{c}{v_{0g}} \cdot m_0 \approx 4\pi \cdot 4\sqrt{R} \cdot m_0 \qquad (524.)$$

d.i. an der Energieschwelle der Zwillingsbildung $= 2m_0 c^2 = 2h\nu_0$ via die Grenze $= \frac{c}{v_{0g}} \cdot \nu_0 = \frac{c}{v_{0g}} \cdot \frac{v_{0g}}{U_0} = \frac{c}{U_0} = \frac{c}{\lambda_{min.}}$, in der Konvergenz $v_g \rightarrow \approx c = v_{U_0} = (c^4 - v_{g0}^4 / c^2)^{\frac{1}{2}}$ , wobei gilt: (505.) mit der Dämpfung $= \sqrt{3 \cdot e^{-2\pi}}$ .

Exakte Herleitungen der realen Verhältnisse sind in jüngeren Berichten dieser Reihe enthalten, insbesondere seit 1958. Die Masse des Protons erhalten wir dabei lt. (475.) identisch (484.) und (486.) zu: $m_p = \hbar / \delta_0 c \sqrt{3 \cdot e^{-2\pi}}$ , d.i. lt. (489.) zu: $m_p = \frac{3}{8} \cdot \frac{h}{c^2} \cdot N/sec.$ , und auf die eingehenden Massenwerte umgerechnet erscheint dabei der Einsteinsche Ansatz in der Form und Bedeutung:

$$m_p = \frac{m_0}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{c^2 - (m_0/m_p)^2 \cdot c^2}{c^2}}} \qquad \text{lt. } (473.)$$

und $\beta^2$ ist unter dieser Lesart jetzt nur noch solcher Werte fähig, die zu physikalisch realen Aussagen des Ansatzes führen und gegebenenfalls kritisch-charakteristische Resultate nach den hier aufgezeigten Regeln der zuständigen Singularitäten produzieren.

Einschränkungen und Trennungen der Bereiche und Geltungen von (518.) bis (522.) gegenüber (473.) sind in strengem Sinne schon durch die potentialtheoretische Ableitung der Lichtgeschwindigkeit aus einer Unstetigkeit 2-ter Ordnung gemäss (496.) ausgeschlossen. Wir haben dies bereits früher in dieser Berichtsreihe ausführlich behandelt. Auch aus (518.)/(519.) ist diesbezüglich zu entnehmen, dass selbst in reinen Strahlungsfeldern über Nullpunktseffekte noch durchaus wirksame Kopplungen zwischen Photonenenergien bestehen bleiben, und dass deshalb nur eine streng relativistische Behandlung von (522.) der Wirklichkeit und damit auch der Geltung von (473.) gerecht wird. Zu Vergleichszwecken betreffend den Bildungsmechanismus und die Identität von $h\nu_p = m_p c^2$ verweisen wir zurück auf die Details unter (228.) bis (252.).

Beherrscht sind die kritisch-charakteristischen Grenzfälle durch das zufolge extremaler Energieverteilung hinsichtlich $\varrho(\nu)$ potentialtheoretisch bedingte Auftreten der Reynoldschen Ziffer = R für maximale Störung und durch das Mass der damit gleichzeitig festgelegten Ko-

härenzverhältnisse bezüglich dieser Fälle, welcher Umstand sich
*) schlussendlich lt. (505.) für $\nu_p$ relativistisch projiziert auf die Identität $\nu_p = \frac{3}{8} N sec^{-1}$, (N = Avogadrosche-Ziffer).

Damit haben wir das Bild der Mechanik von Singularitäten in Unstetigkeiten 2-ter Ordnung ganz allgemein und für die uns gemäss (505.) /(506.) speziell interessierenden Fälle betreffend $\nu_0$ und $\nu_p$ im Detail abgerundet.

Unter Bezugnahme auf (505.) wiederholen wir nochmals zusätzlich die folgenden Relationen:

$$\lambda_0 = 2\pi\delta_0 \cdot 4\sqrt{R} = \lambda_{min.} \cdot 4\sqrt{R} = \delta_0 \frac{m_x}{m_0} \quad (525.)$$

$$2\pi\delta_0 / \lambda_p = \lambda_{min.} / \lambda_p = (\sqrt{3 \cdot e^{-2\pi}})^{-1} \quad (526.)$$

$$\lambda_0 / \lambda_p = 4\sqrt{R} \cdot (\sqrt{3 \cdot e^{-2\pi}})^{-1} \quad (527.)$$

In (526.) entspricht $\delta_0/\lambda_p = \frac{1}{2\pi}(\sqrt{3 \cdot e^{-2\pi}})^{-1} = 2{,}12$ dem Ansatze unter (248.) für die Masse = $2\, m_p$. Für $m_p$ gilt entsprechend $c^2/v^2_{m_p} = 1{,}06$.

*) Unter (509.) bis (513.) zeigten wir parallel zu (515.) und jeweils für die Grenze $v_1 = c$ betreffend Čerenkov-Strahlung und betreffend einen Kerrschen Ansatz, letzteren mit $f = E_0 = 1$ und $\beta^{-1} = U_0$ und $\lambda_0 = \lambda_i = \lambda_{min.} = U_0 = 2\pi\delta_0$, wie Störung durch ein äusseres Feld über diese Schwelle die nötigen Kohärenzbedingungen für einen nach $\rho(\nu)$ vorgegebenen Basisvorgang durch Verstimmung aus dispersionsfreiem Grundzustande in Dispersion initiieren kann.

Die interimistische Präsenz von $2 \cdot m_0 c^2$ = Energieeinheiten bei der Integration und Desintegration von Wasserstoff = $H_1$ , bezw. Protonen, hat technologische Bedeutung. Bei geeigneter Führung der Kohärenzen können die auftretenden Coulombkräfte für jeden beliebigen Zweck genützt werden, gleichwie die Grundumsätze geführt werden. Für direkten Durchsatz nach (505.) erscheint aus Symmetriegründen Gammaumsatz als technisch möglich. Grundlage der Konversion von Wasserstoff = $H_1$ in Elektrizität wird die Erscheinung im Rahmen der Technologie eines auf hydromechanischen Voraussetzungen arbeitenden Massegenerators , dessen Druckabfall in der wirksamen Diskontinuität die Grenze $\bar{w}^2 = c^2$ mit den dort benützten Mitteln realisiert, (s. Patentunterlagen).

Meilen, den 20. Juni 1960. gezeichnet: A. Bopp.

A. Bopp.

Anton Bopp, Dorfstrasse 198, Meilen-Zürich (Schweiz).

Nachtrag zur Phänomenologie der Energie und Fortsetzung der Berichtsreihe über die Konstitution des Lichtes, Kapitel - g.), Teil-2,

ad: Masse - Generator.

(Ondulatorische und korpuskulare Energie.)

Fortsetzung der Notiz vom 20.6.1960.:

Aus dem Ansatze unter (526.), d.i. mit $\delta_0/\lambda_p = \lambda_{min.}/2\pi\lambda_p = (\sqrt{3\cdot e^{-2\pi}})^{-1}/2\pi = (v^2_{m_p}/c^2)^{-1} = 2{,}12$ identisch (507.)/(508.) lässt sich das Problem der Energiekondensation betreffend den Fall $v_{m_p} > c = c\cdot(\sqrt{3\cdot e^{-2\pi}})^{-1}$ im Rahmen der Relationen $\nu_n = v_{g_n}/U_0$ nun doch noch auf eine äusserst einfache Formel reduzieren:

Für die Erzeugung eines Protonenpaares $= 2m_p$ erwies sich in unseren Ableitungen das vorstehende Zahlenverhältnis $\delta_0/\lambda_p = (\sqrt{3\cdot e^{-2\pi}})^{-1}/2\pi = b_* r^2 m_p/e^2 = b_* r^2 m_p/f M_L^2 = c^2/v^2_{m_p} = 2{,}12$ als ein Ausweis für die Zugehörigkeit des Phänomens der Mol-frequenz lt. (482.) und (494.), d.i. der relativistischen Identität $\frac{8}{3}\nu_p = \frac{8}{3}\cdot\frac{c}{U_0}(\sqrt{3\cdot e^{-2\pi}})^{-1} = N\,sec^{-1}$, zur zugrundeliegenden kausalen Diskontinuität, und die Mol-frequenz verantwortet regulativ im Sinne einer Kohärenzerscheinung die Materialisation der vorgegebenen Energiedichte $\varrho(\nu_{2m_p})$.

Mit dem Uebergange aus $U_0 = 2\pi\delta_0$ in $\delta_0$ ist dieser Grenzakt gleichzeitig identisch mit dem Zusammenfalle von Wellenlänge, Gitterweite, Amplitude und minimaler Grenzschichtendicke gemäss: $\lambda = a = \bar{a} = \delta_0$, d.h. mit der Entartung der Umlauffrequenz in eine echte Schwingung über die Strecke bezw. Halbstrecke $= \delta_0$ resp. $= \frac{1}{2}\delta_0$, d.i. über die volle bezw. halbe Diskontinuität in der Form ca. von der Art eines Wärmedurchschlages für 2 $m_p$ bezw. $m_p$.

Der Fall $v_g > c$ lt. $v_{m_p} = c\cdot(\sqrt{3\cdot e^{-2\pi}})^{-1} = 13{,}362\cdot c$ lt. (485.) liest sich jetzt wegen: $(\sqrt{3\cdot e^{-2\pi}})^{-1} = 2\pi\delta_0/\lambda_p$ mit: $\lambda_p = h/m_p c$ wie:

$$\nu_p = \frac{v_{m_p}}{U_0} = \frac{c}{U_0}(\sqrt{3\cdot e^{-2\pi}})^{-1} = \frac{c}{U_0}\cdot\frac{2\pi\delta_0}{\lambda_p} = \frac{m_p c^2}{h} \qquad (528.)$$

d.h. es ist korrekt:

$$\frac{v_{m_p}}{U_0} = \frac{m_p c^2}{h} = \frac{h\nu_p}{h} = \nu_p\,. \qquad (529.)$$

Der Ansatz: $\nu_n = v_{g_n}/U_0$ besteht also auch im Bereiche $v_{g_n} > c$ gegenüber dem rechnerischen Endergebnis zurecht und identifiziert sich formal exakt mit einer realen Mehrfachquantenbildung, ohne dass rein äusserlich sich ein Unterschied zeigt gegenüber Bereichen $v_{g_n} \leq c$, wie betreffend z.B.:

$$\frac{v_{0g}}{U_0} = \frac{2\pi c^2}{h}\cdot\frac{m_0 c^2}{2\pi c^2} = \frac{h\nu_0}{h} = \nu_0 \qquad (530.)$$

Meilen, den 24. Juni 1960. gezeichnet: A. Bopp.

Anton B o p p , Dorfstrasse 198 , Meilen-Zürich (Schweiz).

---

IV. Bemerkungen zum Thema: " Masse - Generator ".

lt. Patentunterlagen und Nachtrag zur Phänomenologie der Energie in Fortsetzung der Berichtsreihe über die Konstitution des Lichtes, Kapitel - g.) "Ondulatorische und korpuskulare Energie" vom 20. und 24.6.60.. - Serie Seite-1 bis 9 ab Ende Juni 1960:

---

a.) Die Grenzbedingung für den Druckabfall über die wirksame Diskontinuität im Plasma des Masse-Generators formuliert man lt. Patentunterlagen und gemäss den Berichten vom 20. und 24.6.60. mit Rücksicht auf die Relationen = $\nu_m \cdot U_o = \frac{E_n}{h} \cdot U_o \lesseqgtr c$ zweckmässig wie folgt:

$$\frac{m_p}{h\varrho} \cdot (P_o - P_i) = \frac{m_p}{h} \cdot \bar{\omega}^2 \geqq \nu_p \; . \qquad (531.)$$

dabei ist $(P_o - P_i) = \varrho \bar{\omega}^2$ für $E_{H_i}$ von der Grössenordnung = rd. $10^{34}$ Atm..

b.) Für de Broglie-Wellenlängen wird:

$$\lambda_B = \frac{h}{m v_g} = \frac{h}{m U_o \nu} \quad \text{mit: } U_o \nu \lesseqgtr c \; . \qquad (532.)$$

Dies führt für thermische Geschwindigkeiten auf Grössen von der Ordnung = rd. $10^{-8}$ cm , für $v_g = c$ auf die normalen Verhältnisse für Photonenenergien mit dem Initialbahnradius = $\delta_o$ und für $v_g > c$ auf Kondensationsverhältnisse im Sinne der erwähnten vorausgehenden Berichte mit Entartung der Umlauffrequenzen in echte Schwingungen über die massgeblichen Diskontinuitäten. Die entscheidenden Kohärenzverhältnisse und zugehörigen Energieverteilungen sind in den aufgeführten Unterlagen bereits ausgewiesen.

Im Sonderfalle: $\nu_m = \frac{v_g}{U_o} = \frac{mc^2}{h}$ ist:

$$\lambda_{Bm} = \frac{c^2}{U_o \nu_m^2} \quad \text{bezw.: } v_{gm} = v_{go} \cdot \frac{m}{m_o} \qquad (533.)$$

und für: $\nu U_o = c$ :

$$\lambda_B = 2\pi \delta_o = U_o \; . \qquad (534.)$$

Verallgemeinert fügt sich (533.) in den formal bereinigten relativistischen Ansatz (473.), bezw. in das früher und im Berichte vom 20.6.60. auf Seite-7 diesbezüglich wiederholt skizzierte Bild einer entsprechenden Energie-kondensation, resp., für den Umkehrfall, einer Energie-desintegration, unter direktem Anschluss dieser Art Wiedergabe an die Mechanik der $h\nu$ -energie über die inhärenten $U_o \nu_m^2$-werte.

c.) Zum phänomenologischen und konstitutionellen Verhalten der Energie wiederholen wir und bemerken wir ergänzend:

Die Gravitationskraft der Masse der Ladung = $M_L = \frac{e}{\sqrt{K}}$ im Abstande = $\delta_0 = l_0 = e^2/m_0c^2$ ist:

$$\cdot \quad k_G = f \cdot \frac{M_L^2}{l_0^2} = \frac{(m_0c^2)^2}{e^2} \qquad \text{lt.}(320.)$$

Die Zentrifugalkraft der erzeugenden Lichtquantenmasse = $h\nu_0/c^2 = m_0$ mit der Achse der Initialbahn = $\delta_0 = l_0 = e^2/m_0c^2$ und der Umlaufgeschwindigkeit = $v_{U_0} = \sqrt{(c^4 - v_{1.}^4)}/c^2$ ( $v_{1.}$ = Nullpunktsgeschwindigkeit des Energiezentrums des Bündels) ist identisch:

$$\cdot \quad k_Z = m\omega^2 r = \frac{m_0c^2}{l_0} = \frac{(m_0c^2)^2}{e^2} \qquad \text{lt.}(321.)$$

(320.) und (321.) identifizieren sich dabei gleichzeitig je einzeln und entsprechend den Kräften $k_G$ und $k_Z$ als einander entgegengerichtet mit Coulombkräften über die Strecke = $\delta_0 = l_0 = e^2/m_0c^2$, d.i. mit:

$$\cdot \quad \| k_C = f \frac{M_L^2}{l_0^2} = \frac{e^2}{r^2} = \frac{(m_0c^2)^2}{e^2} \qquad \text{lt.}(324.)$$

Die ungestörte $\varrho(\nu_0)$- Ausgangslage dieses Beispieles bilanziert also kräftemässig absolut.

Man ersieht leicht, wie jede Aenderung in der Gesamtenergie über Differenzen im Streckenraum wegen des verschiedenen Gewichtes von $\delta$ relativ zu den bestimmenden Kräften auf Grund der gleichzeitigen Invarianz gegenüber Transformation von $\delta_0 v_{1.}^2/\sqrt{K} = \pm e$ jenen, hiermit begründeten Zustand auslöst, der es bisher erlaubte, dass im Resultat das Schrödinger-Born'sche Produkt $\mu \cdot \mu^* = \psi \cdot \psi^*$ der konjugiert komplexen Grössen $\psi$ und $\bar{\psi}$ der getrennt räumlichen und zeitlichen Ansätze der Wellengleichung multipliziert mit der Elektronenladung = $e_0$ interpretiert werden durfte als räumliche Ladungsdichte (Ladungswolke) bezw. als örtliche Lokalisierungswahrscheinlichkeit:

$$\cdot \quad \delta_e = e_0 \psi \psi^* \qquad (535.)$$
$$= e_0 \psi^2 \text{ (für reelles } \psi.\text{)} .$$

Unser Modell einer Diskontinuität, das wir in unseren vorausgehenden Berichten gleich auf die Symmetrievoraussetzungen einer Paarbildung ergänzten, erfasst damit generell die Mechanik der strahlungslosen stationären und strahlenden Existenz der Energie.

Die Situation bleibt also beispielsweise unverändert gegenüber kompensatorisch korrespondierenden Identitäten im Unstetigkeitsproblem

des Ueberganges des Elektrons aus seinem Grund- in den 1. Quantenzustand des Leuchtelektrons beim Wasserstoff = $H_1$, wo die Frequenz = $\nu_0$ des erzeugenden Lichtquantes, identisch der Umlauffrequenz = $v_1/U_0$ für die Initialbahn = $U_0 = 2\pi l_0$, gemäss $\nu_0 v_1^2 = \nu_2 c^2$, d.i. im Verhältnis = $v_1^2/c^2 = \beta^2$, auf die Bahnfrequenz = $\nu_2$ reduziert wird im Ausgleiche mit der adjungierten Massenkompensation = $(m^2 - m_0^2)/m_0^2$, und wobei regulativ wegen maximalen Ausgleiches in der Energieverteilung und im Sinne einer Kohärenzbedingung $1/\beta^2 = 16R$ diesen Grenzakt als kritisch-charakteristisch ausweist. Die kompensatorische Einstellung der Bahnelemente ist praktisch trägheitsfrei.
Die Frage nach auftretenden Streuwinkeln in allgemeiner Problemstellung erledigt sich automatisch und korrekt aus den eingehenden Bewegungsgrössen.
Die Allgemeingültigkeit der Situation ermisst sich durch Vergleich der im Rahmen dieser Berichtsreihe aufgeführten diversen Parallelen aus masstäblich verschiedenen Ebenen, wie Čerenkovbedingungen, Kerransatz, u.s.w..

d.) Kohärenzen sind, wie wir nachwiesen, in einem über ihren rein optischen Begriffswert weit hinausreichenden Umfange von einer recht tiefgehenden Bedeutung für die Konstitution und Verteilung der Energie.
Die Vorstellung eines Lichtquants = $h\nu_n$ als einem kohärenten Wellenzuge, oder die Schlussfolgerung, dass ein solcher Wellenzug von nur einem einzigen Atom ausgesandt worden sein muss, kann gemäss:

$$E_n = h\nu_n = n \cdot h\nu \qquad (536.)$$

unmittelbar an unseren Ansatz (479.) angeschlossen werden, d.i. an:

$$2\, m_p c^2 = 2\, E_p = \frac{3}{4} \cdot N \cdot h\nu_{n\,(n=1)} \qquad (537.)$$

bezw. an: $\nu_p = \nu_0 \cdot 4\sqrt{R} \cdot \left(\sqrt{3 \cdot e^{-2\pi}}\right)^{-1} = \frac{3}{8} \cdot N\, sec^{-1}$ lt.(505.)

Die bezüglichen Details für entsprechende kritisch-charakteristische Grenzfälle mit ihren sie auszeichnenden extremalen Energieverteilungen hinsichtlich $\varrho(\nu)$ und ihren damit festgelegten Kohärenzverhältnissen sind in den Nachtragsberichten vom 20. und 24.6.60. wiedergegeben.
Wir können die Veksler'sche Variation (513.) im Brechungsindex eines Elektronenplasmas für die Erfüllung der Čerenkov'schen Kohärenzbedingung:

$$\cos\Theta = 1/\beta n = \frac{1}{\beta} \cdot \left(\sqrt{1 - \omega_0^2/\omega^2}\right)^{-1} \qquad \text{lt.}(510.)$$

unschwer aus dem Mechanismus der Beschleunigungsphänomene abnehmen,

die wir gegenüber Aenderungen in der Energie über die zugehörigen Diskontinuitäten einführten.(s.u.§c. oben und u.S.4,Zeile-2 v.u. bis S.5,Zeile-33 i.Bericht v. 20.6.60., Mathematische Grundlagen s.i.Anhang anbei den Auszug der S.39-47 des Berichtes v.26.5.1943.)

Die entscheidende Rolle der eingehenden Frequenzdifferentiale gestattet uns, die Situation wie folgt zu variieren und an Hand einer elementaren Relation zu illustrieren:

$$\cdot \quad \frac{m_0^2}{M_L^2} = (1 - \beta_{e_0}^2) = \frac{\phi_2 - \phi_1}{f\delta} \quad , \text{ wobei: } \beta_{e_0}^2 = \frac{c^4 - v_{q_0}^4}{c^4} \tag{538.}$$

mit: $$\phi_2 - \phi_1 = \frac{(m_0 c)^2}{M_L^2} = \frac{v_{q_0}^4}{c^2} \qquad \text{lt.(326.)}$$

und das kritische Quant folgert daraus zu:

$$\cdot \quad 2E_0 = 2h\nu_0 = 2 \cdot \frac{e}{\sqrt{K}} \cdot c \cdot \sqrt{\phi_2 - \phi_1} \qquad \text{lt.(327.)}$$

Die Aufspaltung von $\rho(\nu)$ an der Grenze $\lambda_0 = \delta$ erfolgt wegen: $f = b_0 = \nu_0 \sqrt{c^2 - v_{q_0}^2}$ nach (212.) gemäss:

$$\cdot \quad 2\nu_0 = \nu_2^0 = \nu_1^0 \left(1 + \frac{f\delta}{c^2}\right) = \nu_1^0 \left(1 + \frac{\nu_0 \cdot \sqrt{c^2 - v_{q_0}^2} \cdot \lambda_0}{c^2}\right) \tag{539.}$$

$$\cdot \quad = \nu_1^0 \left(1 + \frac{\sqrt{c^2 - v_{q_0}^2}}{c}\right) = \nu_1^0 (1 + \approx 1) = \nu_1^0 + \approx \nu_1^0$$

und die charakteristische Differenz zwischen den resultierenden $h\nu_1^0$ und $\approx h\nu_1^0$ ist von der Ordnung $= c / \sqrt{c^2 - v_{q_0}^2} \approx 1 : (1 - 1 \cdot 10^{-11})$.

Die begrifflich modifizierte Herausstellung von $\rho(\nu)$- Kohärenzen bietet Vorteile in der vergleichenden Darstellung atomistischer Relationen, wie dies fundamental aus (505.) oben erhellt.

<u>Der wohl grundlegendste diesbezügliche Ansatz</u> in Ausübung auf (510.) und (538.) oben ergibt sich zu:

$$\cdot \quad \frac{1}{3} \cdot 16R \cdot N^2 \cdot \frac{m_0^2}{M_L^2} = \frac{1}{3} \cdot 16R \cdot N^2 \cdot \frac{v_{q_0}^4}{c^4} = 1 ; \tag{540.}$$

woraus wegen: $16R = \left(\frac{2\pi e^2}{hc}\right)^{22} = \frac{c^2}{v_{q_0}^2}$

folgt: $$3\frac{c^4}{v_{q_0}^4} = \frac{c^2}{v_{q_0}^2} \cdot N^2 \quad \text{(N = Avogadro-sche Zahl)} \tag{541.}$$

Zur blossen Ergänzung von (505.) erinnern wir daran, dass:

$$\cdot \quad m_p c^2 = m_0 c^2 \cdot 4\sqrt{R} \cdot (\sqrt{3 \cdot e^{-27}})^{-1} = \frac{3}{8} h \cdot N \sec^{-1} \qquad \text{lt.(505.)}$$

auch ist: $$m_p c^2 = M_L v_{q_0}^2 \cdot 4\sqrt{R} \cdot (\sqrt{3 \cdot e^{-27}})^{-1} = \frac{3}{8} h \cdot N \sec^{-1} . \tag{542.}$$

e.) Der im vorausgehenden Abschnitt bezüglich (535.) aufgezeigte Mechanismus mit den spezifischen Rollen der Grössen $\delta$ relativ zu den die Konstitution der Energie bestimmenden Kräften hat unitären Charakter. Er verantwortet damit ohne jede weitere Zusatzannahme über die illustrierten Beschleunigungsphänomene mit ihren kritisch-charakteristischen Details und Uebergangszuständen hinaus auch die Besonderheiten der Kernkräfte.

Dies gilt speziell für $\delta \leqq l$. . Unter geeigneten Feldvoraussetzungen vis-à-vis von ausreichenden Energiedichten und für gewisse, passende Anregungsfrequenzen können jedoch praktisch auch für Fälle mit $\delta \geqq l$. über eingeleitete Doppelbrechungsvorgänge, bezw. Zusatzdiskontinuitäten, Zustände identisch $\delta \leqq l$. mit resultierenden echten Kernkräften ausgelöst werden. Letzteres gilt ohne weiteres vorweg dann, wenn es sich um korrespondierende-kompensatorische Verteilungen gleicher Gesamtenergien handelt.

f.) Das Aufschlussvermögen unserer obigen Ansätze erproben wir an den magnetischen Momenten des Protons und Neutrons.
Diese Grössen sind nach einschlägigen Experimenten, z.B. seitens Rabi und Mitarbeitern, Alvarez und Bloch, u.s.w., und lt. G.Wentzel, Quantentheorie der Wellenfelder,1943,S.105-6, und lt. J.Mc.Connell, Quantum Particle Dynamics,1958,S.207, für das Proton = 2,79 $e\hbar/2Mc$ und für das Neutron = -1,91 $e\hbar/2Mc$ , bezw. 2,7896 ± 0,0008 Kernmagnetonen und 1,935 ± 0,02 Kernmagnetonen.

*** Mc.Connell sagt zu diesen Befunden wörtlich:"No satisfactory quantitative explanation of these anomalous magnetic moments has so far
*** been given." Wlassow in: Neutronen,1959, nennt sie ein Rätsel."
Wir zeigen hier die exakte Lösung:

Laut Seite-8 der Patentunterlagen zum Masse-Generator vom 24.5.60. gilt für den Massendefekt des Wasserstoffes = $H_1$: (s. auch die Berichte vom 15.11.56. und vom 19.9.57.)

- $MD_{H_1(\text{brutto})} = n_0 - H_1 + \xi \approx 2{,}2\, m_0$ lt.(20.)/(297.)/(299.)
- $MD_{H_1(\text{netto})} = n_0 - H_1 \approx 2{,}2\, m_0 - \xi \approx 1{,}6\, m_0$

mit der Unstetigkeitsbilanz:

- $n_0 - H_1 + \xi = m_0 \cdot R \cdot e^{-27}$ lt.(21.)/(305/6.)

d.i.: $\frac{(n_0 - H_{1(b)}) \cdot c^2}{R \cdot e^{-27}} \cdot l_0 = e^2$ lt.(310.)

Wir erinnern lt. Bericht vom 31.8.55.,Seite-54, daran, dass:

$n_0 - H_1 = 1{,}00899 - 1{,}00812 = 0{,}00087 \cdot 1{,}66 \cdot 10^{-24}\,\text{gr} = 14{,}4 \cdot 10^{-28}\,\text{gr}$

bezw., dass sehr angenähert ist:

$$n_o - H_1 \approx 1{,}6\ m_o \quad . \qquad \text{lt.}(20.)$$

Der Einfachheit halber haben wir uns unter (20.)/(21.) des Näherungswertes bedient.

Den Wert des Apeirons befanden wir s.Zt. für die Bildung des $n_o$ , bezw. des $H_1$ , unter der Vorwegnahme gleicher kinetischer Voraus - setzungen für den totalen Grundzustand wie für das Leuchtelektron des $H_1$ im Grundzustand zu rund $\approx 0{,}6\ m_o$ Ruhemassenäquivalenzen der totalen (kin. + pot.) Energie der Oszillation.

Zweidimensional schwingt dabei die Massenäquivalenz von rund $0{,}4\ m_o$ in der Bildungsfläche und radial dazu diejenige von rund $0{,}2\ m_o$ . Das durch die Rotation der letzteren sich abbildende Elipsoid hat die erwartete Perihelbewegung und führt in seinen Bestimmungswerten zum korrekten Spin des Zustandes.
Unter der Annahme der Erhaltung der Anregung identisch der Massenäquivalenz von rund $0{,}6\ m_o$ beim Uebergange aus dem Grundzustand in denjenigen des Wasserstoffatoms = $H_1$ verbleibt demnach ein Netto-Massendefekt von rund $2{,}2\ m_o - 0{,}6\ m_o = 1{,}6\ m_o$ , und dies ist bei genauer Rechnung exakt die Massendifferenz zwischen Neutron und $H_1$.

Damit ergibt sich auf Grund des Prinzips von Wirkung und Gegenwirkung für die magnetischen Momente des Protons $= \mu_p$ und des Neutrons $= \mu_{n_o}$ :

$$\cdot \quad \frac{3}{2} \cdot \frac{\mu_p}{\mu_{n_o}} = \frac{n_o - H_{1(b)}}{m_o} = \frac{m_o \cdot R \cdot e^{-2\eta}}{m_o} \approx 2{,}20 \qquad (543.)$$

d.i. mit $R \approx 1167{,}7$ und $e^{-2\eta} = \frac{1}{536}$ genauer:

$$\cdot \quad \frac{3}{2} \cdot \frac{\mu_p}{\mu_{n_o}} \approx 2{,}19 \ ; \qquad (544.)$$

bezw.:

$$\frac{2}{3} \cdot \frac{MD_{H_1(b)}}{m_o} = \frac{\mu_p}{\mu_{n_o}} \approx 1{,}46 \ (= 1{,}455) \ , \qquad (545.)$$

und wegen: (s.Berichte v. 20. und 24.6.60., wo 2,12 wichtigen Differentialen in der Initialbahn bei der Wasserstoffbildung als Zahlenwert zugeordnet ist.)

$$\cdot \quad \frac{\delta_o}{\lambda_p} = \frac{\mu_p^2}{\mu_{n_o}^2} \approx 2{,}12 \approx 1{,}46^2 \qquad (546.)$$

wird:

$$\frac{\delta_o}{1{,}46 \cdot \lambda_p} \approx \frac{\mu_p}{\mu_{n_o}} \approx \frac{2{,}80 \cdot 10^{-13}\,\text{cm}}{1{,}46 \cdot 1{,}324 \cdot 10^{-13}\,\text{cm}} \approx \frac{2{,}80}{1{,}93} \ , \qquad (547.)$$

d.i.: $\mu_p$ = rd. 2,80 und $\mu_{n_o}$ = rd. 1,93 ,in entsprechend der Messgenauigkeit hinreichend genauer Uebereinstimmung mit den experimentellen Befunden; Werte gemessen in Kernmagnetonen.

Die in (543.) bis (547.) aufgezeigten Identitäten genügen den kritisch-charakteristischen Verteilungen gemäss (505.) und bezüglich der Grenze: $v_{q_n} = \nu_n U_0 = c$ .

In den adjungierten Singulatitäten herrscht maximale Gleichverteilung in der Energie, ausgedrückt in den Bewegungsgrössen durch die Reynoldziffer für maximale Störung = R ≈ 1167,7 und $U_0/\lambda_p = 2\eta\delta_0/\lambda_p$ entspricht dem gemäss dem Falle der reinen Diffusion für die massgebliche Unstetigkeit erwarteten Dämpfungsfaktor $= (\sqrt{3\cdot e^{-2\eta}})^{-1} \approx 2\eta\cdot 2,12$ .

Die relativistische Problemstellung kann durchgehend adäquat durch Dämpfungen wiedergegeben werden, bezw. durch passende Zustandsverteilungen in der Energie im Sinne von z.B. Kondensationen, resp. reziprok durch entsprechenden Zerfall.

Wir erinnern in diesem Zusammenhange an die Identitäten lt. Bericht vom 20.6.60., Seiten-6 und -7, wo bezüglich der Herleitung von $2m_p$ über $m_* = h/c l_0 = 2\eta\cdot\beta^{-1}\cdot m_0$ mit: $2m_p = m_*/\sqrt{1-v_{m_p}^2/c^2}$ ist:

. $$c^2/v_{m_p}^2 = b^* r_0^2 m_p/\beta M_L^2 = (\sqrt{3\cdot e^{-2\eta}})^{-1}/2\eta = \delta_0/\lambda_p \approx 2,12 \qquad (549.)$$

mit: $r_0 = l_0 = \delta_0$ , und: $b^* \approx \nu_0 c = \nu_0\sqrt{c^2 - v_{q_0}^2}$ .

*** Wegen: $$\delta_0\cdot\mu_{n_0}^2 = \lambda_p\cdot\mu_p^2 = \lambda_0\cdot\beta_0\cdot\frac{\lambda_p}{U_0}\cdot\mu_p^2 \qquad (550.)$$

mit der Kohärenzsättigung lt. (505.): $\nu_p = \frac{3}{8} N\cdot sec^{-1}$ bietet sich für das Neutron = $n_0$ auf Grund der Unstetigkeitsbilanz gemäss Seite-5 oben unter (20.)/(297.)-(299.) und (21.)/(305./6.)-(310.) das Bild einer $\rho(\nu)$-Verteilung relativ zur Initialbahn = $U_0$ im Sinne von (518.) bis (522.), wo:

. $$\rho(\nu_m)\frac{E}{l_0^2} = \rho(\nu_n)\frac{v_{q_0}^4}{c^2} \qquad \text{lt.}(522.)$$

die $h\nu_n$ - Konstitution ausweist.

Lt. (21.)/(305./6.) resultiert aus:

. $$n_0 - H_1 + \xi = m_0\cdot R\cdot e^{-2\eta} \approx 2,2\, m_0$$

ein Grundzustand gemäss:

. $$G - n_0 \approx 0,6\, m_0 \qquad (551.)$$

bezw.: $$G - H_1 \approx 2,2\, m_0 \qquad (552.)$$

mit: $$(G - H_1) - (G - n_0) = n_0 - H_1 \approx 2,2\, m_0 - 0,6\, m_0 \approx 1,6\, m_0 \qquad (553.)$$

Es kann daraus mit: $n_0 - H_1 \approx 1,0\, m_0 + 0,6\, m_0$
angesetzt werden:

. $$(G - H_1) = (G - n_0) + (n_0 - H_1) = \xi + (m_0 + \xi) \approx (0,6 + 1,0 + 0,6)\, m_0 \approx 2,2\, m_0 \qquad (554.)$$

Wie auf Seite-6 oben, benützten wir auch hier einfachheitshalber nur die Näherungswerte der Massenäquivalente. Die wirklichen Werte liegen, wie die Rechnung über das Elektron und die Reynoldziffer für die Unstetigkeitsbilanz ergibt, bei rund 2,174 $m_0$ anstatt bei rund 2,2 $m_0$ für die letztere, bezw. für das Ergebnis von (554.). Auf das gleiche Resultat führt (554.) unter Berücksichtigung eines genaueren Wertes für das Apeiron, welches mit rund 0,587 $m_0$ angesetzt werden darf, womit (554.) mit rund 2,174 $m_0$ resultiert.

*** Dies steht in bestem Einklang mit dem Fermi-Diagramm für das $\beta$ = Spektrum des Neutrons = $n_0$ mit der Grenzenergie bei rund 782 ± 13 keV, entsprechend rund 1,564 ± 0,026 $m_0$ , gegenüber unserer Herleitung, welche bei rund 1,587 $m_0$ liegt, d.i. bei rund 793,5 keV.

*** Mit den experimentellen Vorwegnahmen und Details gemäss Wlassow: Neutronen, 1959, § 3, Seiten-13 bis -20, erschliessen unsere vorstehenden Herleitungen in korrekter Weise die Radioaktivität und die Halbwertzeit des Neutrons.

*** Man ersieht leicht, wie die für das mögliche coulombsche Verhalten des $H_1^{\cdot}$ gemäss § c., Seite-2 bis -3 oben, verantwortlichen Voraussetzungen für das Neutron = $n_0$ im Sinne von (550.) bis (554.) und gestützt auf die im Anschluss an (550.) vorstehend gemachten Angaben betr. (505.), (20.)/(297.) - (299.) und (21.)/(305./6.) - (310.) und betr. (518.) bis (522.) nicht in gleicher Weise unmittelbar gegeben sind.

Dies erhellt nach (522.) aus (551.) bis (554.) noch deutlicher, wenn man anschreibt:

$$G = n_0 + \zeta \,. \qquad (555.)$$

$$n_0 = H_1 + m_0 + \zeta \,.$$

d.i. mit: $n_0 = G - \zeta$ und: $H_1 = n_0 - m_0 - \zeta$

$= H_1 + m_0 + \zeta$ $\quad = G - m_0 - 2\zeta$

$= G - (n_0 - H_1) - \zeta \,.$

Das für sich unbeständige, d.i. radioaktive, Neutron = $n_0$ erscheint hierbei konstitutionell zwar bereits als wirkliches korpuskulares Gebilde, aber im Sinne von (522.) doch noch als Uebergangsglied aus der bloss virtuellen Partikelsituation des photonen-nahen Grundzustandes = $(n_0 + \zeta)$ = G.

Die Verhältnisse um G und $n_0$ sind ähnlich denen eines für eine Materialisation ausreichenden, oder gar diesbezüglich übersättigten $h\nu_n$ = vorkommens von Photonenenergie lt. Wentzel: Quantentheorie der Wellenfelder, 1943, § 11, Seite-69, wo eine ebene Lichtwelle aus

sich allein, selbst mit ausreichender Frequenz, nicht in der Lage ist, z.B. ein Mesonpaar zu erzeugen. Der Energiesatz ist, wie G. Wentzel aufzeigt, erst erfüllt, wenn ausser der hochfrequenten Photonenenergie ein geeignetes Zusatzfeld den Impulsmechanismus ausreichend dahingehend ergänzt, dass über einen eingeleiteten zweistufigen Vorgang über ein zunächst bloss virtuelles Mesonpaar ein reelles Paar erzeugt wird, insoweit ein solches überhaupt existieren kann.

*** Das Prinzip solcher Mechanik wurde von uns unter verschiedenen Aspekten umfänglich beleuchtet. Wir verweisen auf die entsprechenden vorausgehenden Parallelen.
Abgesehen von unseren Erläuterungen im laufenden Kapitel erhellen die Umstände nachdrücklichst aus den Verteilungs- , Kohärenz- und Sättigungs-relationen, die sich im Hinblick auf Singularitäten im Atomismus der Energie aus den gegenseitigen Abhängigkeiten zwischen Eigenenergien, Massendefekten und dem Apeiron ergeben, wo insbesondere das Grenzverhältnis zwischen dem Proton und dem Apeiron eine illustrative Demonstration liefert, und wozu wir kurz nocheinmal wiederholen, dass:

Nach (159.) ist: $16R = \frac{c^2}{v_{0g}^2} = \frac{m_p^2}{m_0^2} \cdot 3 \cdot e^{-2\eta} = \frac{m_p^2}{m_0^2} \cdot \frac{\lambda_p^2}{U_0^2}$ (556.)

d.i.: $m_p = m_0 \cdot \beta_0^{-1} \cdot (\sqrt{3 \cdot e^{-2\eta}})^{-1} = 4\sqrt{R} \cdot m_0 \cdot \frac{U_0}{\lambda_p}$ . (557.)

Lt. (160.) ist: $G - H_i = mD_{H_i(6)} = \frac{1}{16} \cdot \frac{c^2}{v_{0g}^2} \cdot m_0 \cdot e^{-2\eta}$ (558.)

. $= R \cdot m_0 \cdot e^{-2\eta} = \frac{1}{3} \cdot R \cdot m_0 \cdot \frac{\lambda_p^2}{U_0^2}$ .

Ferner ist: $\frac{1}{6} \cdot \xi = \frac{m_p}{16R} = \beta_0 \cdot m_0 \cdot (\sqrt{3 \cdot e^{-2\eta}})^{-1} = \beta_0 \cdot m_0 \cdot \frac{U_0}{\lambda_p}$ , (559.)

bezw.: $\xi = 6 \cdot \beta_0 \cdot m_0 \cdot \frac{U_0}{\lambda_p} = \frac{3}{8} \cdot \frac{m_p}{R} \approx 6 \cdot 0{,}098\, m_0 \approx 0{,}587\, m_0$ (560.)

Hieraus folgern die für die Unstetigkeitsmechanismen und vor allem für das Neutron und das Proton so aufschlussreichen, durch die Reynoldziffer - R ≈ 1167,7 und durch die Bedeutung von $U_0/\lambda_p$ ausgezeichneten Relationen:

. $\frac{m_p}{mD_{H_i(6)}} = \frac{12}{\sqrt{R}} \cdot \left(\frac{U_0}{\lambda_p}\right)^3$ (561.)

. $m_p / \xi = \frac{8}{3} \cdot R$ (562.)

. $\frac{mD_{H_i(6)}}{\xi} \doteq \frac{2}{9} \cdot \sqrt{R^3} \cdot \left(\frac{\lambda_p}{U_0}\right)^3$ (563.)

In Anwendung auf (550.) bis (555.) ergibt sich aus (561.) bis (563.) die korrekte Mechanik des Neutrons.

Anton B o p p , Dorfstrasse 198, Meilen-Zürich (Schweiz).

---

V. ad: Masse - Generator.

"Technisches Modell".

lt. Patentunterlagen und Nachtrag zur **Phänomenologie der Energie**, Serie ab Juni 1960, Bericht-IV: Serie ab 13.3.61.; Bericht-V.

---

Laut Bericht vom Juni 1960, IV., Seite-1, Abschnitt-a.), formuliert sich im Einklang mit den Patentunterlagen und den Berichten vom 20. und 24.6.1960 die Grenzbedingung für den Druckabfall über die wirksame Diskontinuität im Plasma des Masse-Generators mit Rücksicht auf die Relationen:

$$\nu_n \cdot U_0 = \frac{E_n}{h} \cdot U_0 \lesseqqgtr c \qquad (426./427.)$$

gemäss (531.) wie:

$$\frac{m_p}{h \cdot \rho} \cdot (P_0 - P_i) = \frac{m_p}{h} \cdot \bar{\omega}^2 \geqq \nu_p \, , \qquad (531.)$$

es ist dabei: $(P_0 - P_i) = \rho \bar{\omega}^2$ für die Energie = $E_{H_i}$ von der Grössenordnung = rd. $10^{31}$ atü., bezw., bezogen auf Kerndimensionen, = rd. $10^{46}$ atü., wie man (189.) entnimmt.

Nun gilt wegen:

$$\varepsilon = \frac{RT}{fn} \cdot ln \cdot \frac{c_0}{c_i} = \frac{0,861 \cdot 10^{-4} \cdot T}{n} \cdot ln \cdot \frac{c_i}{c_0}\ \text{Volt}, \qquad (564.)$$

(s.(240.),S.403,Eggert:Phys.Chem.1929.), d.i. wegen des relativen Lösungsdruckes der Normal-Wasserstoffelektrode bei 293°abs. = $P_0$ = 24 atü.:

$$\varepsilon = \frac{0,861 \cdot 10^{-4} \cdot 293}{n} \cdot ln \cdot \frac{24}{P} \, , \qquad (565.)$$

bezw. für den relativen Lösungsdruck allgemein: (s.Eggert:(242.))

$$ln \cdot P = - \frac{\varepsilon n}{0,0253} + 3,17 \, . \qquad (566.)$$

Laut Bennewitz und J. Schulz (1926.) ist das willkürlich auf 0,00 Volt festgelegte Wasserstoffpotential bei: $\varepsilon_{H_i}$ = + 0,475 ± 0,005 Volt gelegen.

Dieser korrigierte Wert für $\varepsilon_{H_i}$ ist an Ag bei $10^{-5}$ n.Ag bestimmt worden mit einem Lösungsdruck von rd. $24 \cdot 10^{-5}$ atü., der nach Eggert (242.) ergibt:

$$ln \cdot 24 \cdot 10^{-5} = \frac{\varepsilon}{0,0253} + 3,17 \, , \qquad (567.)$$

d.i. für das absolute Potential der Silberelektrode:

 

$$\varepsilon_{Ag} = 0{,}29 \text{ Volt} . \qquad (568.)$$

Hieraus folgt, da das Potential der Silberelektrode relativ zur Normal-Wasserstoffelektrode auf 0,80 Volt angesetzt war, dass diese letztere effektiv bei 0,80 - 0,29 = + 0,51 Volt, bezw., nach Bennewitz und J. Schulz genauer bei + 0,475 ± 0,005 Volt gelegen ist.

An Hand dieser Korrektur auf den Effektivwert von $\varepsilon_{H^{\cdot}}$ können nun leicht alle effektiven Potentiale und Lösungsdrücke der Elemente für vorgegebene Situationen, z.B. bezogen auf die Normal-Wasserstoffelektrode bei 20°C., für 1,0-normale Elektrolytkonzentrationen, etc., berechnet werden.

Die auf das Wasserstoffpotential = 0,000 Volt, bezw. den adjungierten relativen Lösungsdruck = $10^{1,38}$ atü., bezogenen unkorrigierten Werte für 1,0-normale Elektrolytkonzentration bei 20°C. sind für die Beispiele: $Li/Li^{\cdot}$ und $Na/Na^{\cdot}$ bekanntlich:

$$\begin{aligned} Li/Li^{\cdot} &= -3{,}02 \text{ Volt, entsprechend rd. } 10^{53} \text{ atü.} \\ \text{und } Na/Na^{\cdot} &= -2{,}71 \text{ " , " rd. } 10^{47} \text{ "} \end{aligned} \qquad (569.)$$

relativen Lösungsdrücken.

In den wirksamen Diskontinuitäten sind also Drücke verfügbar, die der Grenzbedingung (531.) für den Druckabfall im Masse-Generator in Ausübung auf das Proton durchaus zu genügen vermögen.

Wenn wir in Absehung von der Abhängigkeit der Dielektrizitätskonstanten von der Feldstärke für die durch ein Ion in wässeriger Lösung induzierte Grösse den gewohnten Ansatz zulassen:

$$\mathfrak{E} = \frac{e}{\varepsilon \cdot r^2} , \qquad (\varepsilon = \text{rd.} 80) \qquad (570.)$$

dann ergeben sich gegenüber Potentialen, wie sie effektiven Lösungsdrücken von der Grössenordnung = rd. $10^{47}$ atü. und darüber entsprechen, für r Werte um rd. $10^{-6}$ cm. Es sind dies unter Zusammenfassung aller massgebenden Bestimmungsgrössen Sättigungsradien unter den Einflüssen der sehr starken Feldstärken, wie sie den Ionenradien von der Ordnung = rd. $10^{-8}$ cm , d.s. für den Ansatz unter (570.) = rd. 60000 e.s.E., bezw. = rd. 18 000 000 Volt/cm , entsprechen. Die Jensen'schen Ionenradien im Sinne des Thomas-Fermi-Modelles mit seinem scharfen Rande decken sich gut mit den Goldschmidt-Pauling-Wasastjerna-radien und sind von der Ordnung = rd. $10^{-8}$ cm.(s.z.B.: Briegleb, Atome und Ionen, 1940.)

Nach (189.) und (531.) genügen, wie wir erwähnten, Druckäquivalente von der Ordnung = rd. $10^{47}$ atü. und darüber in den betreffenden Zusammenhängen nuklearen linearen Dimensionen identisch = rd. $10^{-13}$ cm.

Man wird die Quadrate der Radienverhältniszahlen, d.s. rd. $(10^{-8} : 10^{-13})^2$ = rd. $10^{10}$, als Quotienten der Wirkungsquerschnitte zwischen freier mittlerer elektrochemischer Energie und derjenigen der zugehörigen Ruhemasse auffassen, und in der Tat ist der Quotient dieser Grössen über alle Elemente gemittelt, d.s. Volt·Amph./gr. verglichen mit $Mc^2$ /gr., von der Ordnung = rd. $10^{10}$.

Die für den Druckabfall = $(P_0 - P_i) = \varrho \bar{\omega}^2$ über die wirksame Diskontinuität im Plasma des Masse-Generators relativ zum Energieäquivalent des Protons auf Seite-1 l.c. angesetzten Werte von der Grössenordnung = rd. $10^{31}$, bezw. = rd. $10^{46}$ atü., ergeben sich aus (189.) bezw. (192.), d.i. aus:

$$\frac{P_0 - P_i}{l} = \lambda \cdot \frac{\varepsilon \cdot \bar{\omega}^2}{2 g_i} \qquad (189.)$$

für den Uebergang von $\bar{\omega}$ nach $c$ gemäss:

$$\bar{\omega}^2 = c^2 = \frac{P_0 - P_i}{l} \cdot \frac{2 g_i}{\lambda \cdot \varepsilon} = \frac{P_0 - P_i}{F(R)\,\varepsilon}, \qquad (192.)$$

über die effektiven Wirkungsquerschnittverhältnisse zwischen freier chemischer Energie/gr.-Masse und dem Energieäquivalent von einem gr.-Masse, d.i. für die $\varepsilon$ -Werte bezogen auf einerseits die mittleren Ionenradien aus dichtester Packung, identisch ca. den Jensen'schen von rd. $10^{-8}$ cm, und andererseits auf die mittleren Kernradien von rd. $10^{-13}$ cm.

Die Widerstandsziffer = $\lambda$ konvergiert als Funktion der Reynoldschen Zahl = R , d.i. des Geschwindigkeitsdifferentiales = $c/v_g$ , für $c = v_g$ bis auf einen konstanten Faktor, der vorliegendenfalls beliebig klein sein kann, stets gegen = 1 .

Mit dem Gange von $\lambda$ parallel und von Resonanzfällen abgesehen, erweisen sich die effektiven Wirkungsquerschnitte, insbesondere z. B. die Einfangquerschnitte langsamer Neutronen, und mit diesen im Streckenraume die Wirkungsradien elementarer Massen generell, als bis auf einen konstanten Faktor umgekehrt proportional den Partikelgeschwindigkeitem.

Die Wirkungsquerschnitte thermischer Neutronen, besonders in Einfangprozessen, reichen in ausgeprägt selektiver Streuung leicht bis rd. 900 und 3000 barns mit entsprechend grossen Reaktionswahrscheinlichkeiten. Für Gadolinium nennt die Literatur Querschnitte bis rd. 70000 barns. Die grössten Werte fallen auf Resonanzfälle, wo für Cadmium z.B. rd. $80000 \cdot 10^{-24}$ $cm^2$ bestimmt wurden.

Resonanzeffekte langsamer Neutronen sind nun bekannterweise im Prinzip durchaus analog anderen via beispielsweise langsamen Elektronen, Protonen, u.s.w..

 

Ein hierher gehörender Grenzfall maximaler Art, auch hinsichtlich der Reaktionswahrscheinlichkeit, bezw. der Ausbeute, ist für das Proton, das vorliegendenfalls besonders interessiert, z.B. gegeben über die Identität seiner de Broglie-Wellenlänge = $\lambda_{B(p)}$ mit dem Durchmesser = 2a der 1. Quantenbahn des Wasserstoffes = $H_1$ im Grundzustande, d.i. über:

$$\lambda_{B(p)} = \frac{h}{m_p \cdot v_{\gamma(p)}} = 2a \quad , \qquad (571.)$$

identisch einer thermischen Geschwindigkeit von rd. $3{,}9 \cdot 10^5$ $cmsec^{-1}$, der für ein eindimensionales einfaches und zusammengesetztes Gitter zusammenfällt mit der kürzesten beim absoluten Nullpunkt noch vorhandenen de Broglie-Wellenlänge.

Die Relation (571.) und ihr Mechanismus sind natürliche Bestandteile atomarer Systeme kompensatorisch korrespondierender Identitäten gleicher Gesamtenergien mit kritisch charakteristischen Verteilungen in ihren Singularitäten und trägheitsfreier Einstellung der zulässigen Niveaus und Bahnelemente im Ausgleich mit relativistisch regulativer Massenkompensation.

Die in den zugehörigen Singularitäten herrschende maximale Gleichverteilung in der Energie ist in den Bewegungsgrössen ausgedrückt durch die Reynold'sche Ziffer = R = rd. 1167,7 für maximale Störung.

Wir erinnern an:

$$\delta_0 \varkappa^2 = a \cdot v_{0\gamma} \quad , \qquad (572.)$$

wonach:

$$\frac{a}{\delta_0} = 16\,R \quad , \qquad (573.)$$

und an:

$$\frac{a}{\lambda_p} = 16\,R \cdot \left(2\pi\sqrt{3 \cdot e^{-2\pi}}\right)^{-1} . \qquad (574.)$$

$$\left(\sqrt{3 \cdot e^{-2\pi}}\right)^{-1} = 2\pi\delta_0/\lambda_p = 2\pi \cdot 2{,}12 \qquad (575.)$$

entspricht dabei dem Dämpfungsfaktor in der massgeblichen Unstetigkeit, identisch dem Falle der reinen Diffusion.

Ausführliche und umfassende Unterlagen betreffend die hier berührten Zusammenhänge finden sich im Bericht-IV, Serie S.1 bis 9 ab Ende Juni 1960, und in den Abhandlungen vom 20. und 24. Juni 1960 zum vorstehenden Thema. Sie sind zur Vermeidung von Wiederholungen als bekannt vorausgesetzt.

Trotz der praktisch möglichen Vorgabe hinreichender Desintegrationsniveaus nach $P \cdot \rho(v)^{-1}$– werten $\geq \varkappa^2$ und samt der natürlich begrenzten optimalen dabei einstellbaren Wirkungsquerschnitte,

sind ohne zusätzliche Vorkehrungen die in einem auf hydromechanischen Voraussetzungen arbeitenden Masse-Generator, dessen Druckabfall in der wirksamen Diskontinuität die kritische Grenze $\bar{\omega}^2 = c^2$, bezw. $\bar{\omega}^2 = c^2 / 3 \cdot e^{-2\eta}$ für Protonen, realisieren kann, erzielbaren Ausbeuten an elektrischer Energie aus Protonenvorgaben nur verhältnismässig kleine.

Bei aller Bedeutung, die einem wirksam gesteuerten und jede thermische Verdünnung in der Diskontinuität vermeidenden Protonendurchsatz für eine Steigerung der Energieausbeute praktisch zugemessen werden darf, besteht von vornherein darüber Klarheit, dass technisch interessante Resultate nur über geeignet gelenkte Kohärenzen zu erwarten sind.

Die massgeblichen energetischen Gegebenheiten sind in der vorliegenden Berichtsreihe über die Phänomenologie der Energie in genauer Uebereinstimmung mit den gesicherten experimentellen Tatsachen mehrfach aufgezeigt worden. Eine Zusammenfassung der Daten und Abklärung der strukturellen und funktionellen Einzelheiten, die für die hier gestellten Aufgaben genügende Unterlagen bietet, findet sich in den oben genannten Berichten vom Juni 1960, auf die wir nach Bedarf zurückverweisen.

Der uns hier interessierende spektrale Bereich reicht unter Berücksichtigung der paarsymmetrischen Gesichtspunkte vom photonenäquivalenten Grundzustand = G gemäss (552.) und (555.) bis zum Wasserstoff = $H_1$ mit der totalen Massendifferenz = rd. 2,174 $m_0$, die sich zusammensetzt aus dem Betrag des Apeiron mit rd. 0,587 $m_0$ und aus der Massendifferenz zwischen dem Neutron = $n_0$ und $H_1$ = rd. 1,587 $m_0$ , letztere äquivalent rd. 793,5 keV., in Einklang mit dem Fermi-Diagramm für das $\beta$-Spekrum des Neutrons = $n_0$ mit der Grenzenergie bei rd. 782 ± 13 keV., entsprechend rd. 1,564 ± 0,026 $m_0$ .

Wir versuchen nun, den vorliegenden, nicht ganz einfachen Fragenkomplex der Wasserstoff-desintegration und -konversion in Elektrizität über die Rolle der Kohärenzen im konstitutionellen Verhalten der Energie anzugehen und abzuklären.

Dabei dient uns gleich die in den früheren Berichten dieser Reihe aufgezeigte Vertiefung der bekannten bisherigen Vorstellung eines Lichtquants = $h\nu_n$ als einem kohärenten Wellenzuge, die im Sinne von (505.), d.i. besonders im Hinblick auf Singularitäten in atomaren Diskontinuitäten mit ihren sie kennzeichnenden kritisch-charakteristischen Merkmalen in der Energieverteilung nach $\rho(\nu)$-werten und über extremale Situationen in den Bewegungsgrössen, etc., auf die Sachverhalte der Kohärenzsättigungen führt.

Als Beispiel wiederholen wir:

$$E_n = h\nu_n = n \cdot h\nu_1 \qquad \text{lt.}(536.)$$

mit der im Berichte-IV, Seite-4, unter (538.) bis (539.) nach (212.) gezeigten $\varrho(\nu)$ -aufspaltung an der Grenze $\lambda = \delta_n$ .

(536.) kann unmittelbar übertragen werden auf:

$$\phi_0 - \phi_1 = \rho\delta_0 = \frac{3}{4}\eta\delta_0 \cdot \sqrt{c^2 - v_{q_x}^2} \cdot N/\mathrm{sec} \cdot \sqrt{3 \cdot e^{-2\eta}} , \qquad \text{lt.}(497.)$$

bezw. auf:

$$2 m_p c^2 = 2 E_p = \frac{3}{4} \cdot N \cdot h\nu_{n\,(n=1)} , \qquad \text{lt.}(537.)$$

entsprechend der für das Proton charakteristischen Kohärenzsättigung in $\nu_p$ gemäss:

$$\nu_p = \nu_0 \cdot 4 \cdot \sqrt{R} \cdot (\sqrt{3 \cdot e^{-2\eta}})^{-1} = \frac{3}{8} N \cdot \mathrm{sec}^{-1} . \qquad \text{lt.}(505.)$$

Eine Kohärenzbedingung nach $\varrho(\nu)$ in kritisch-charakteristischen Singularitäten mit maximaler Gleichverteilung in der Energie bedeutet, wie wir vermerkten, auch die auftretende Reynold'sche Ziffer für maximale Störung = rd. 1167,7 als Repräsentantin der diesbezüglich massgeblichen Bewegungsgrössen.

Das phänomenologische Verhalten der Energie in den obigen Ansätzen ist das genau gleiche, wie wir es aus dem Wärmegleichgewicht in Streuprozessen, z.B. zwischen Elektronen und Quanten, und identisch generell relativ zur korpuskularen Konzeption von Strahlungsenergie kennen, wo ersterenfalls der Bothe-Pauli'sche Ansatz für die Häufigkeit der Streuprozesse mit seiner Abhängigkeit dieser letzteren von der Intensität der Streustrahlung über die Inhärenz der Mechanik von Mehrfachquanten das Plancksche Strahlungsgesetz realisiert, und wo zweitenfalls erst unter der Annahme der Mitwirkung von Mehrfachquanten das Wiensche Resultat in das Plancksche Gesetz übergeht, d.h. wo:

$$dW = (A\varrho_\nu + B\varrho_\nu \varrho_{\nu'})\, d\Gamma_x\, d\Gamma_y\, d\Gamma_z\, d\Omega_0\, dt \qquad \text{lt.}(357.)$$

und wo das Wiensche Gesetz:

$$\varrho_\nu = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} \cdot e^{-\frac{h\nu}{KT}} \qquad \text{lt.}(354.)$$

für Mehrfachquanten, deren Häufigkeiten im Wärmegleichgewicht sich verhalten wie:

$$e^{-\frac{1h\nu}{KT}} : e^{-\frac{2h\nu}{KT}} : \ldots : e^{-\frac{nh\nu}{KT}} : \ldots \qquad \text{lt.}(355.)$$

 

wegen des damit gegebenen Ersatzes von $e^{-\frac{h\nu}{KT}}$ durch:

$$\sum_{n=1}^{\infty} e^{-\frac{nh\nu}{KT}} = \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{KT}} - 1} \qquad \text{lt.(356.)}$$

in das Plancksche Gesetz:

$$\rho_\nu = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \cdot \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{KT}} - 1} \qquad \text{lt.(353.)}$$

übergeht.

Im vorstehenden Rahmen interessieren an dieser Stelle aus den möglichen Frequenzrelationen:

$$\nu_m = v_{g_m} / U_0 \qquad \text{mit: } U_0 = 2\pi\delta_0 \quad \text{und: } U_0\nu_m \lesseqgtr c \qquad (576.)$$

besonders diejenigen mit: $v_{g_m} \geqq c$, und unter diesen in erster Linie die Grenzfälle:

$$\nu_m = v_{g_m} / U_0 = \frac{c}{U_0} \quad \text{mit } (v_{g_m} = c) \qquad (577.)$$

und:

$$\nu_p = v_{m_p} / U_0 = \frac{c}{U_0} \cdot (\sqrt{3 \cdot e^{-2\pi}})^{-1} \text{ mit } (v_{g_m} = v_{m_p}), \qquad (578.)$$

entsprechend einer de Broglie-Wellenlänge für (577.) von:

$$\lambda_{m_B} = 2\pi\delta_0 = U_0 \quad , \qquad (579.)$$

der wir s.Zt. nach (506.) bis (509.) u.a. als:

$$\lambda_{B\,min.} = 2\pi\delta_0 = \lambda_1 = \lambda_p \cdot (\sqrt{3 \cdot e^{-2\pi}})^{-1} \qquad (580.)$$
$$= \text{rd. } 13{,}362\, \lambda_p \quad ,$$

d.i. als unterster in einem Elektronenplasma der Kohärenzbedingung für Čerenkov-Strahlung noch genügenden Wellenlänge begegnet waren, während in (580.) die Relation:

$$\lambda_{B\,min.} / \lambda_p = 2\pi\delta_0 / \lambda_p = (\sqrt{3 \cdot e^{-2\pi}})^{-1} \qquad (581.)$$

dem nach den Regeln der reinen Diffusion über die zugeordnete Unstetigkeit erwarteten Dämpfungsfaktor $= (\sqrt{3 \cdot e^{-2\pi}})^{-1} =$ rd. $2\pi \cdot 2{,}12$ entspricht, wie S.4 oben unter (574.)/(575.) bereits erwähnt.

Der Ansatz (576.) besteht wegen (581.) und (528.), d.i.:

$$\nu_p = \frac{v_{m_p}}{U_0} = \frac{c}{U_0} \cdot (\sqrt{3 \cdot e^{-2\pi}})^{-1} = \frac{c}{U_0} \cdot \frac{2\pi\delta_0}{\lambda_p} = \frac{m_p \cdot c^2}{h} \quad , \qquad (528.)$$

auch im Bereiche $v_{g_m} > c$ gegenüber dem gesamtrechnerischen Endergebnis zurecht und identifiziert sich, wie wir in den Berichten vom 20. und 24. Juni 1960 dieser Reihe näher ausführten, formal exakt mit einer realen Mehrfachquantenbildung letzterenfalls.

Nach Seite-5 oben, Abschnitt-4, interessiert uns hier lediglich der spektrale Bereich zwischen dem photonenäquivalenten Grundzustand = G und dem Wasserstoff = $H_1$ gemäss (552.) und (555.) mit den dortselbst erwähnten Energiebilanzen.

Im Berichte-IV ab Juni 1960, Seiten-1 bis -9, die sich mit dieser Materie näher befassen, ist auf Seite-8 wiedergegeben, wie die für das mögliche coulombsche Verhalten des $H_1$ massgeblichen Voraussetzungen im Sinne von (550.) bis (554.) und gestützt auf die Aussagen von (505.), (20.)/(297.) bis (299.) und (21.)/(305./6.) bis (310.) und betreffend (518.) bis (522.) für das Neutron = $n_0$ nicht ohne weiteres in gleicher Weise gegeben sind. Es bietet sich für dieses letztere vielmehr gemäss den soeben genannten Unstetigkeitsbilanzen das Bild einer $\rho(\nu)$ - verteilung relativ zur Initialbahn = $U_0$ im betonten Sinne von (518.) bis (522.), wo:

$$\rho(\nu_n)\,\frac{f}{\ell_0^2} = \rho(\nu_n)\,\frac{v_g^4}{\ell^2} \qquad \text{lt.(522.)}$$

die $h\nu_n$ - Konstitution ausweist.

Wir dürfen in makroskopischem Vergleiche bezüglich der fehlenden Ladung in Gegenüberstellung zum Wasserstoff = $H_1$ gemäss Bericht -IV, Seite-2, § c.), d.i. relativ zur verbotenen Existenz eines Leuchtelektrons,quasi den Bestand einer Rocheschen Grenze beim Neutron = $n_0$ annehmen, welche im ungestörten Falle kein Leuchtelektron zulässt.

Gemäss (555.) und den weiter erwähnten Unterlagen erscheint das Neutron als korpuskulares Gebilde, jedoch aber noch als Uebergangsglied aus der bloss virtuellen Partikelsituation des photonen-nahen Grundzustandes = G = $n_0 + \zeta$ .

Die Verhältnisse um G und $n_0$ sind, wie wir in Bericht-IV zeigten, ähnlich denen eines für eine Materialisation ausreichenden, oder diesbezüglich gar übersättigten $h\nu_n$ = vorkommens von Photonenenergie lt. Wentzel: Quantentheorie der Wellenfelder, 1943, § 11, Seite-69, wo eine ebene Lichtwelle aus sich allein heraus, selbst mit ausreichender Frequenz, nicht in der Lage ist, z.B. ein Mesonpaar zu erzeugen. Der Energiesatz ist, wie G. Wentzel nachweist, solchenfalls erst erfüllt, wenn ausser der hochfrequenten Photonenenergie ein geeignetes Zusatzfeld den Impulsmechanismus ausreichend dahingehend ergänzt, dass über einen eingeleiteten zweistufigen Vorgang via ein zunächst bloss virtuelles Mesonpaar ein reelles Paar erzeugt wird, insofern ein solches überhaupt existieren kann.

Das Prinzip solcher Mechanik zeigten wir in dieser Berichts-

reihe wiederholt unter verschiedenen Aspekten an einer Anzahl von Parallelen.

Seite-5, Bericht-IV, § e.), illustriert dabei den Einfluss und das Gewicht der Verhältnisse von $\delta \lesseqgtr \lambda_o$ im Streckenraume via die zugehörigen Beschleunigungsphänomene relativ zur Konstitution der Energie. Es wird gezeigt, wie unter geeigneten Feldvoraussetzungen vis-à-vis von ausreichenden Energiedichten für gewisse passende Anregungsfrequenzen auch für Fälle mit $\delta \geqq \lambda_o$ über eingeleitete Doppelbrechungsvorgänge, bezw. über Zusatzdiskontinuitäten, Zustände identisch $\delta \leqq \lambda_o$ mit resultierenden echten Kernkräften ausgelöst werden können, insbesondere, wenn die nötigen Voraussetzungen für gleichzeitig korrespondierend-kompensatorische Verteilungen von gleichen Gesamtenergien gegeben sind.

Im Berichte vom 20.6.60. zeigten wir unter (509.) bis (513.) betreffend Čerenkov-Strahlung nach Veksler (1956), parallel zu (515.) betreffend einen Kerrschen Ansatz, letzterenfalls für $f$ = $E_0$ = 1 , und für $B^{-1}$ = $U_0$ = $\lambda_{min.}$ und $\lambda_o$ = $\lambda_i$ = $\lambda_{min.}$ = $2\pi\delta_o$ = $U_0$ , wie Störung durch ein äusseres Feld an der Grenze $v_q$ = c für einen nach $\varrho(\nu)$ vorgegebenen Basisvorgang durch Verstimmung aus dispersionsfreiem Zustande in Dispersion und vice-versa die nötigen Kohärenzbedingungen innert mit $\tau_i$ = $\nu_1^{-1}$ vergleichbarer Zeit über vorhandene Unstetigkeiten initiieren kann.

Hydromechanisch ähnlich gelangen wir damit über den Einfluss von vorstehendenfalls Grenzschichtdicken = $\delta_o$ = $U_0$ = $\lambda_{min.}$ auf eine der obigen Feldwirkung entsprechende Situation betreffend die in Singularitäten gemäss (505.) bis (508.) über die Unstetigkeit = $\delta_o$ effektuierten Kondensationen, welche kritisch-charakteristisch nach $\varrho(\nu)$ = Grenzwerten Kohärenzen ersetzen. Wegen der Abhängigkeit der optischen Wirkung des äusseren Feldes und des Brechungsindexes von der Frequenz des einfallenden Lichtes muss die Doppelbrechung Dispersion aufweisen. Dispersion besteht in allen stationären Identitäten, in welche $v_q$ = Werte gegen korrespondierende $\nu$ = Werte kompensatorisch eingehen.

Zweckdienlich erinnern wir im Anschluss an unsere verschiedenen obigen Ausführungen und besonders bezüglich (518.) bis (522.), sowie bezüglich unserer früheren potentialtheoretischen Herleitung der Lichtgeschwindigkeit aus einer Unstetigkeit 2-ter Ordnung lt. (496.), d.i. gemäss:

$$c = \frac{\phi_o - \phi_i}{\sqrt{c^2 - v_q^2}} = \frac{3}{4}\pi\delta_o \cdot \sqrt{3 \cdot e^{-2\pi}} \cdot N/sec , \qquad (496.)$$

hier nochmals daran, dass selbst in reinen Strahlungsfeldern über

Nullpunktseffekte noch durchaus wirksame Kopplungen zwischen Photonenenergien bestehen.

Mit ihren unmittelbar erkennbaren Zusammenhängen mit dem konstitutionellen Verhalten der Energie, vornehmend betreffend die Wechselwirkungen zwischen strahlender und korpuskularer Existenz, erscheint (496.) im Hinblick auf unsere bisherigen Aussagen phänomenologisch betont anschaulich in der Form:

$$U_0 \cdot \sqrt{3 \cdot e^{-2\eta}} = \frac{8}{3} \cdot c / N \cdot sec^{-1} \qquad (582.)$$

Man denke z.B. nur an den radioaktiven Zerfall oder u.a. an Reynoldstabilitäten gemäss (505.), wo man (582.) wie folgt wiederbegegnet:

$$U_0 \cdot \sqrt{3 \cdot e^{-2\eta}} = \frac{8}{3} \cdot c / N \cdot sec^{-1} = c \cdot \nu_p^{-1} \qquad (583.)$$

$$= c \cdot (\nu_0 \cdot 4 \sqrt{R})^{-1} \cdot \sqrt{3 \cdot e^{-2\eta}} .$$

In reduziertester Form identifizieren sich diese Zusammenhänge mit Grenzschichtphänomenen gemäss (88.),(89.),(220.),(391.), etc., wo zusammengefasst für den kritisch-charakteristischen Fall mit: $\lambda_* = \delta_* = 2a$ , und mit: $p\delta = b_* \lambda_* = \nu_* \sqrt{c^2 - v_{\eta_0}^2} \cdot \lambda_* = \phi_0 - \phi_1$ gilt:

$$\Rightarrow \nu_0 = \nu_1 \left(1 + \frac{p\delta}{c^2}\right) = \nu_1 \left(1 + \frac{\sqrt{c^2 - v_{\eta_0}^2}}{c}\right) = \nu_1 (1 + \sim 1) \approx 2 \nu_1 . \qquad (584.)$$

Wir können nun, wie man ohne weiteres einsieht, die von Bothe und Pauli formulierte Abhängigkeit der Häufigkeit von Streuprozessen von der Intensität der Streustrahlung von der Frequenz $= \nu_1$ und der Richtung des Quants nach der Streuung:

$$dW = (A\rho_\nu + B\rho_\nu \rho_{\nu_1}) \, d\Gamma_x \, d\Gamma_y \, d\Gamma_z \, d\Omega_0 \, dt , \qquad \text{lt.}(357.)$$

wobei ein auffallendes Quantum nach der Streuung zusammen mit einem zweiten auffallenden Quantum in der Richtung des letzteren als Doppelquantum weiterfliegen kann, identisch den induzierten Emissionsprozessen lt. Einstein, wo entsprechenderweise ein von einem Atom in einer bestimmten Richtung emittiertes Quant sich mit einem zweiten in derselben Richtung auf das Atom auftreffenden Quant zu einem Doppelquantum vereinigt, direkt auf den Protonenumsatz im Masse-Generator übertragen.

Dabei lassen wir es zunächst noch offen, ob die zum Ziele gesetzte Konversion der Energieäquivalenz der durchgesteuerten Pro-

tonen, bezw. des vorgegebenen Wasserstoffes = $H_1$ , in nutzbare elektrische Energie, bloss virtuell oder effektiv über den quantennahen Grundzustand = G und die entsprechenden Energiebilanzen gemäss (552.) und (555.) auf Seite-5 oben führt.

Die für die Konvertibilität an sich unabdingbaren Energiedichterelationen, bezw. Desintegrationsniveaus, sind nach erreichbaren und wirksamen $P \cdot \varrho(\nu)^{-1}$-werten $\geqq c^2$ , wie wir im Eingang zu diesem Berichte aufzeigten, nötigenfalls auch leicht für G-niveaus, d.i. für $G = n_o + \xi = H_1 + m_o + 2\xi$ lt. (555.), in allen Teilen und vornehmlich auch druckseitig in Analogie zu (566.) samt den Korrekturen hierzu auf effektive Drücke, bezw. absolute Potentiale, unschwer zu realisieren und vorzugeben.

Klarheit besteht eindeutig darüber, dass gegenüber Protonenvorgabe, auch unter ausreichenden $P \cdot \varrho(\nu)^{-1}$-voraussetzungen, und gleichgültig, ob für die Schwelle = $\nu_m$ id. (577.),oder id. (578.) = $\nu_p$ , oder erweitert für diejenige = $\nu_q$ , und unter Achtung auf die bezüglichen Symmetriebedingungen jeweils, für jede Protonendesintegration, auf welchem Wege sie (505.) schliesslich genüge, vice-versa stets zusätzlich diejenigen Uebersteuerungen der vorkommenden Unstetigkeitsgrenzakte unerlässlich sind, die nach G. Wentzel und unseren eigenen obigen Ausführungen, identisch dem Falle der Materialisation von beispielsweise einem ausreichenden oder auch übersättigten $h\nu_m$-vorkommen, den Energiesatz erst dadurch erfüllen, dass neben der nötigen geeigneten Energiepräsenz ein genügendes Zusatzfeld den Impulsmechanismus dahingehend ergänzt, dass über einen mehrstufigen Vorgang, z.B. über eine Doppelbrechung im Sinne einer Zusatzdiskontinuität, und gegebenenfalls via virtuelle Stuationen mögliche reelle Paarbildungsvorkommen ausgelöst werden.

Wir verweisen auch hier nochmals auf die von uns oben vergleichsweise auf anderen Ebenen angezogenen Parallelen betreffend z.B. Kerreffekte, Čerenkov-strahlung u.a., wo die letztere betreffend Strahlung in einem gewöhnlichen Elektronenplasma mit der Brechungsrelation $n = \sqrt{\epsilon} < 1$ erst für $n > 1$ realisiert wird durch die Anlage eines Magnetfeldes unter geeigneter Wahl der magnetischen Feldstärke für gewisse Frequenzen und gegenüber ausreichneder Elektronendichte.

Aus Aehnlichkeitsgründen gegenüber unseren Grenzaktmechanismen verweisen wir im gleichen Zusammenhange auf den Veksler'schen inversen Čerenkov-effekt, der in dichtesten Ionenbündeln auf Grund von Kohärenzsättigungen auslösbar ist, und wobei sich für das Feld ergibt:

$$E = e \cdot \frac{N\omega_o^2}{v^2} \cdot F \cdot \ln\left(\frac{v}{\lambda_o \omega_o}\right) \qquad (585.)$$

Für ausreichend grosses Gebiet einheitlicher Plasmaschwingungen wird der Formfaktor = F = 1 . (s. Čerenkov Radiation, J.V.Jelley, 1958, S.267.)

Die in (357.) bezüglich der Häufigkeit von Streuprozessen und ihrer Mechanik verkörperte und von uns vergleichend erwähnte Parallele zu den Mechanismen und Wirkungsquerschnitten der Wechselwirkungen bei der Desintegration und Konversion von Wasserstoff=$H_1$, bezw. Protonen, im Masse-Generator ist von grundsätzlicher Natur und gilt auch für Singularitäten und deren trägheitsfreie Einstellungen auf korrespondierend kompensatorische, z.B. relativistische Ordnungen gleicher Gesamtenergien.

Von besonderer Bedeutung befinden wir den in (357.) festgehaltenen Mechanismus der Mehrfachquantenbildung, den wir in seinen massgeblichen Strukturelementen im Zusammenhange mit kritisch-charakteristischen Energievorkommen nach $\rho(\nu)$ -werten und deren Reynoldsituationen und Kohärenzsättigungen, sowie mit seinen grundlegenden potentialtheoretischen Vorwegnahmen und seiner Inhärenz der Mechanik der reinen Diffusion vorstehend unter (505.),(582.),(583.) und (584.) nach zahlreichen früheren Nominationen zusammenfassend nochmals demonstrierten.

Eine unter sonst gleichen Umständen geeignet geführte Mehrfachstreuung hat nach (357.) die Tendenz zur Vielfachquantenbildung im Rahmen des zuständigen totalen Wärmegleichgewichtes. Die im Masse-Generator vorgegebenen Verhältnisse eines über die Reaktionszone absolut dichten Mediums geben Raum zu Abläufen vergleichbar der Art des Stark'schen Streuversuches mit schnellen Elektronen an Metall, wo das durch die Primärelektronen erzeugte Röntgenlicht Sekundärelektronen auslöst von der Energie in der Grössenordnung derjenigen der Primärelektronen. Es bestehen dabei die Relationen des inversen Čerenkov-effektes für den Fall $v_1 = c$ über einheitlich schwingende Gebiete in Zusammenhängen mit Debye'schen Längen und insbesondere für die Singularitäten über die Diskontinuitätssprungstellen. Zufolge der inneren und äusseren Felder folgert strenge Polarisation und damit interferenzfähige Kohärenzen und Kohärenzsättigungen, wie sie z.B. im Proton selbst mit der zugehörigen Kohärenzbreite nach (505.) manifestiert ist. An der Grenze $v_1 \geqslant c$ folgt die für (357.) führende Kondensation, über welche die Reynoldstabilität in (505.) $= \nu_0 \cdot 4\sqrt{R}$ übergeht in die gesättigte Identität $= \frac{c}{v_0}$, äquivalent der Kohärenzsättigung lt. (505.) $= \frac{3}{8} \cdot N \cdot sec^{-1} \cdot \sqrt{3 \cdot e^{-27}}$ .

Nach Massgabe der im Rahmen der reinen Diffusion auf Basis ihrer potentialtheoretischen Grundzüge die Verteilung der Energie führen-

den Prinzipien, die wir in den Berichten dieser Reihe und in früheren Arbeiten, zuletzt bei der potentialtheoretischen Herleitung der Vakuum-Lichtgeschwindigkeit und der elektrischen Ladung, herausstellten, übernehmen die kohärenten Sättigungen die Rolle von Merkmalen, bei welchen unter den gegebenen $\rho(\nu)$-verhältnissen die letzteren automechanisch auf korrespondierend-kompensatorische Identitäten extremster Verteilung nach den Bewegungsgrössen gehen.

Unsere Aufzeigungen von Wegen und Mitteln zur Schaffung von ausreichenden $h\nu_m$ - niveaus für die Desintegrationsaufgaben eines technischen Masse-Generators zur Konversion von Wasserstoff = $H_1$ , bezw. von Protonen, in nutzbare elektrische Energie finden vorstehend ihre Abrundung durch den Nachweis der Auslösungsmechanismen vermittels der Mechanik der Kohärenzsättigungen.

In der unmittelbaren Vorgabe des Wasserstoffes, gegebenenfalls aus zweckdienlicher Lösung, nützen wir die thermischen Vorwegnahmen von (571.) mit den daran gebundenen maximalen Voraussetzungen für Reaktionsbereitschaften, die unter den gegebenen Umständen vergleichbar sind mit denjenigen thermischer Neutronen aus Be-siebung mit Wellenlängen um rd. $4 \cdot 10^{-8}$ cm., und die sich wirkungsgemäss den Verhältnissen aus (357.) in den Plasmen überlagern. Auch die Zwangsinjektion der Protonen ist unter den ausserordentlichen Umständen gemäss (531.) und (566.) für die Häufigkeit der Streuprozesse mitbestimmend.

Die Zweckmässigkeit der Steuerung der Wasserstoff-desintegration über das, wie wir mit (531.),(565.) und an praktischen Beispielen unter (569.) auswiesen, leicht zugängliche G- bezw. $\nu_q$ - niveau, steht ausser Frage, nachdem zusätzlich die darin vorkommenden kohärenten Sättigungen lt. oben mit den Bilanzen (555.) und (505.) korrespondieren.

Zu den auf Seite-12 genannten korrespondierenden Identitäten in Reynoldstabilitäten als Ausweisen extremster Zustandsverteilung in der Energie über die Bewegungsgrössen, d.s.:

$$\nu_0 \cdot 4\sqrt{R} = \frac{c}{u_0} = \frac{3}{8} \cdot N \cdot sec^{-1} \cdot \sqrt{3 \cdot e^{-2\pi}} \qquad (586.)$$

erwähnen wir für die G-/$n_0$-/$H_1$- bilanzen mit Rücksicht auf die diesen inhärente Verteilungsrolle des Apeirons = $\zeta$ die zwischen diesem letzteren und dem Proton bezw. $H_1$ bestehende eindeutige Reynoldstabilität:

$$\frac{m_p}{\zeta} = \frac{8}{3} R \qquad \text{lt.}(562.)$$

Die Plasmazustände in den Reaktionszonen einer Wasserstoffdesintegration über G-niveaus mit ihren auf Seite-12 l.c. gezeigten strengen Polarisationen, interferenzfähigen Kohärenzen und kohärenten Sättigungen gestatten ohne weiteres ihre Behandlung nach neutronenphysikalischen Prinzipien.

Bezüglich der wegen (357.) erwünschten Totalreflexionen wären unbeschadet der bereits vorhandenen in dieser Richtung gehenden automechanischen Funktionen und weiterer parallel vorgegebener Umstände, thermische Neutronen betreffend, zur Erzeugung polarisierter Neutronen (s.Fermi und Zinn, Phys.Rev.70,103,1948.) Stoffe mit positiven Streuamplituden geeignet, wo für Neutronen von einer Wellenlänge $\lambda_{B(n.)}$ = 1,873 Å die folgenden Grenzwinkel gemessen sind:

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| für: | Be = 12,0 Min., | für: | C = 10,5 Min., | | |
| " | Fe = 10,7 " , | " | Ni = 11,5 " , | | |
| " | Zn = 7,1 " , | " | Cu = 9,5 " . | | (587.) |

Vollständige Polarisation von Neutronen, wie sie selbsttätig in den Kohärenzen lt. oben sich einstellt, wird lt. Wlassow, Neutronen, 365 bis 366, 1959, durch Reflexion an magnetischen Spiegeln erzielt, worüber der Autor auf Seite-366 seines Buches technische Angaben vorlegt.

Es wird dabei über Berylliumoxyd ausgefiltert und anschliessend mit Wellenlängen > 4,4 Å operiert. Der angewandte ferromagnetische Spiegel ist in der Spule eines Elektromagneten angeordnet. Für den Reflektor benützte der Verfasser magnetisiertes Eisen. Zweckmässiger kommt Kobalt in Betracht.

Neben den vorhandenen Gegebenheiten wird im Masse-Generator in den Randzonen der automechenischen Polarisationen unter Benützung von Eisen- oder Kobalt-spiegeln reflektiert.

Kohärente Streustrahlung ist dabei in allen Teilen über (571.) wegen $\lambda_B \leq 2a$ erfüllt. Für $\lambda_B > 2a$ erfolgt in bekannter Weise sprunghafter Intensitätsabfall.

Mit Plasmaanregungen nicht unter einem G-niveau pro Singularität sind alle Bilanzen von der Art (555.), (505.) etc., einschliesslich ihrer Verteilungscharakteristiken nach Reynoldstabilitäten und Kohärenzverhältnissen gemäss (586.),(562.), etc., voll gedeckt. Die integrierende Durchsteuerung von z.B. (555.) und (505.) wissen wir, dass trotz der Inhärenz der Mechanik von (357.) tolleriert wird bis am Ende auf zulässigem Niveau nach Reynoldstabilität und Kohärenzsättigung eine Zusatzdiskontinuität unter Ergänzung des Energiesatzes die erreichte Gesamtenergie strukturell neu gestaltet, d.i. als Quantenenergie materialisiert, bezw. als Materie zerstrahlt, etc..

 166

Insoweit kritisch-charakteristische Verteilungen entsprechend z.B. der Grenze = $v_\gamma$ = c und dahin zählende Reynoldstabilitäten und kohärente Sättigungen vorliegen, wie u.a. betreffend den Fall des Wasserstoffes = $H_1$ , resp. des Protons, sind die zugehörigen Singularitäten in den Unstetigkeiten höherer Ordnung weitgehend wohldefiniert, und bestehen für das Proton z.B. die unter (575.) oben genannten Grenzschichtdicken- bezw. Wellenlängenrelationen gegenüber dem photonennahen Grundzustande.

Ueberdies trifft auf das Proton noch die unter (505.) und (586.) sowie in früheren Berichten gezeigte maximale Kohärenzsättigung zu, die seinen Aufbau in Photonenenergien ausweist und diesbezüglich eine weitere definierte Abgrenzung markiert.

Die kohärenten Sättigungen, ihre Beziehungen zu den Bewegungsgrössen und Struktuelementen sind übrigens unter (586.) demonstrativ zusammengefasst. Die unter (562.) für das Apeiron bezüglich des Protons gezeigte Parallele ist ebenso bemerkenswert und aufschlussreich.(Wir verweisen hierzu auf Seite-5 oben und auf unsere früheren Abhandlungen vom 17.-20. Sept. 1956 und vom 15.11.56., wo über Proton, Neutron und Apeiron im gleichen Zusammenhange exakteste Werte betreffend Massen, Massendefekte u.s.w. für den Bau der chemischen Elemente und ihrer Isotopen etc. wiedergegeben sind.)

Auch alle weiteren Elementarteilchen gründen ihre Existenz auf diesen Boden, wofür wir als Beispiele orientierungshalber nebeneinander kurz erwähnen:

. $$m_p = 4 \cdot \sqrt{R} \cdot \left( \sqrt{3 \cdot e^{-2\pi}} \right)^{-1} \cdot m_0 = (1824 + 1) \cdot m_0 + \xi \qquad (588.)$$

. $$\pi^{\pm} = 8 \cdot \sqrt{R} \cdot m_0 = 273{,}2\ m_0 \qquad (589.)$$

. $$\Sigma = 2 \cdot R \cdot m_0 = \text{rd.}\ 2334\ m_0 \qquad (590.)$$

Geladene Pion- und das $\Sigma$ - teilchen sind Mesonenvertreter, das letztere aus der Gruppe der strange-particles. Es ist einfach, die Gesamtheit der heute bekannten Teilchen quantitav und qualitativ über Reynoldsättigungen und Kohärenzen abzuleiten. Vor allem können auch die Neigungen zu bevorzugten Mehrfachquanten, wie sie bei multipler Teilchenproduktion, von z.B. Pionen, vorkommen, nachgewiesen werden.

Die Bedeutung der mehr oder weniger wohldefinierten, in kritisch-charakteristischen Unstetigkeitsübergängen aber ausreichend exakt gegebenen Singularitäten nach Reynoldstabilitäten und kohärenten Sättigungen sind in Umkehrung der obigen Integrationen, d.i. gegenüber Desintegrationen darum von eminenter Bedeutung, weil nur beschränkt auf Singularitäten und ihre Bestimmungsgrössen glatte

Totaldesintegrationen im Sinne der Konversionen des Masse-Generators zu erwarten sind.

Sozusagen die auf Ruhe transformierte Singularität, wie sie der Grenze = $v_q$ = c inhärent ist, mit der Eigenumgrenzung der Unstetigkeit, muss die Desintegration kritisch-charakteristisch und im Sinne korrespondierend-kompensatorischer Identitäten nach $\rho(\gamma)$-werten, d.i. diesenfalls nach Vorgabe von Anregung auf $\gamma_q$ - niveau in sich selbst realisieren, da andernfalls Strahlungs-, Streu- und Paarbildungs-verluste den Mechanismus vorzeitig unterbinden.

Die Abschätzung der zulässigen Debye'schen Längen bei streng interferierenden Kohärenzsättigungen ist für den Massegenerator möglich. Unabhängig von dieser Gegebenheit muss die Technik alle Vorkehren gegenüber den besagten Verlusten so genau als möglich berücksichtigen, damit wilde Anfachungen und Gefahren nicht auftreten können. Die zweckgemässen Mittel und Wege sind an sich weitgehend bekannte.

Meilen, den 1. Mai 1961:                    gezeichnet:

A. Bopp.

A. Bopp.